

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

2

1990

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом
и Комиссией по ядерным данным

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О. Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б. Д. КУЗЬМИНОВ

С. С. Коваленко, В. Е. Колесов, В. Н. Манохин, Г. В. Мурадян, Ю. П. Попов,
Г. Н. Смиренкин, В. А. Толстиков, Г. Я. Труханов, Г. Б. Яньков, В. П. Ярына

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф. Е. ЧУКРЕЕВ

В. В. Варламов, Б. Я. Гужовский, П. П. Дмитриев, В. В. Ежела, Б. В. Журавлев,
Р. Б. Иванов, Б. С. Ишханов, В. М. Кулаков, В. Е. Сторишко, Н. П. Чижова

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М. Н. НИКОЛАЕВ

А. П. Васильев, А. А. Дубинин, В. А. Дулин, С. М. Зарицкий, А. В. Звонарев,
В. Д. Казарицкий, А. Н. Камышан, А. А. Лукьянов, В. Д. Марковский,
Б. Г. Рязанов, Л. А. Трыков, В. В. Хромов, А. М. Цибуля, М. С. Юдкевич

Ответственный секретарь В. В. ВОЗЯКОВ

© — Центральный научно-исследовательский институт
информации и технико-экономических исследований
по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1990

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ
Научно-технический сборник
Выпуск 2

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ
КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва

Издается с 1971 г.

1990 г.

СОДЕРЖАНИЕ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Девкин Б. В., Журавлев Б. В., Кобозев М. Г., Лычагин А. А.,
Заградский В. А., Чувилин Д. Ю.

Измерения спектров нейтронов утечки из железной сферы с источником
14 МэВ-нейтронов в центре..... 5

Конобеев А. Ю., Коровин Ю. А., Соснин В. Н.

Сечение образования долгоживущих радиоактивных изотопов,
ядер водорода и гелия в конструкционных материалах
при облучении нейтронами с энергией до 150 МэВ..... 10

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Казарицкий В. Д., Степанов Н. В.

Выходы реакций радиационного захвата нейтронов и деления
для мишеней из урана и тория, облученных пучками
800-МэВ-протонов..... 24

Чукреев Ф. Е.

Составленные системы ограничений для анализа схем
радиоактивного распада..... 34

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Доклады секции 2.

ПРОГНОЗЫ РАЗВИТИЯ ФИЗИКИ ЗАЩИТЫ; ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И ПРОГРАММЫ РАСЧЕТОВ НА ЭВМ

Николаев А. И.

Общая классификация макроскопических (интегральных) экспериментов
по физике защиты..... 42

Доклады секции 4.

ПОГРЕШНОСТИ РАСЧЕТОВ ЗАЩИТЫ, ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Жарков В. П.

Оценка погрешностей расчета защиты..... 50

Жарков В. П., Столяров А. В.

Метод корректировки интегральных и дифференциальных параметров..... 55

Ликарева О. Ф., Жарков В. П., Нетеча М. Е.

Использование "теории" вкладов для анализа пространственных каналов
натекания излучения в защите..... 60

Берзонис М. А. , Болятко В. В. , Савицкий В. И. , Хохлов Г. Н. Расчетный анализ поля нейтронов в двумерной модели защиты быстрого реактора.....	65
Качанов И. Н. Сравнение результатов расчета мощности кермы вторичного гамма-излучения в воздухе, полученных с использованием различных данных о выходах вторичных фотонов.....	74
Попыкин А. И. , Фейнберг О. С. Расчет энерговыделения в конструкциях РБМК вне активной зоны реактора.....	78
Гусев С. В. , Сахаров В. К. , Швецов А. В. Чувствительность функционалов полей нейтронов и вторичных фотонов в одномерной модели защиты ТЯР к сечениям взаимодействия.....	82
Шикин А. В. Особенности использования программы ANISN в задачах переноса излучения в воздухе вблизи границы раздела воздух-земля на малых высотах.....	89
Колесов В. Е. , Соловьев Н. А. Функция распределения макросечений для групповых расчетов переноса излучения методом Монте-Карло.....	94
Колесов В. Е. , Соловьев Н. А. Резонансная структура сечений и локальные оценки в задачах переноса излучения методом Монте-Карло.....	100

Доклады секции 5.
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ И ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
И РАСЧЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Аваев В. Н. , Базыков А. И. , Калинин А. В. , Минаев В. И. , Орлов Ю. В. , Разумовский А. В. , Шитиков О. В. Базовый эксперимент по исследованию пространственно-энергетических распределения излучений реактора в графите.....	106
Аваев В. Н. , Базыков А. И. , Баринов А. Л. , Нетеча М. Е. , Орлов Ю. В. , Сенаторов В. Е. , Шитиков О. В. Базовый эксперимент по изучению пространственно-энергетических распределений нейтронов и гамма-излучений в титане.....	113
Андросенко А. А. , Андросенко П. А. , Бежунов Г. М. , Болонкина Г. В. , Волощенко А. М. , Дубинин А. А. , Матусевич Е. С. , Медведев И. В. Изучение нестационарных спектров гамма-квантов утечки с поверхности хромовой сферы в наносекундной области.....	119
Жиркин А. В. , Сахаров В. К. , Шаталов Г. Е. Прохождение нейтронного излучения от источника с энергией 14 МэВ через защиту из железа с неоднородностью.....	124
Журов Ю. В. , Качанов И. Н. , Климанов В. А. , Ягудин Ф. В. Пространственно-временные характеристики мощности кермы нейтронов и вторичного гамма-излучения в воздухе для источника нейтронов.....	129
Басс О. П. , Гаранюшкин Н. В. , Гончаров А. Н. , Кондурушкин Н. А. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по полям гамма-нейтронного излучения от реактора APRD вблизи поверхности земли.....	134

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДЧ 539.125.5

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ УТЕЧКИ ИЗ ЖЕЛЕЗНОЙ СФЕРЫ С ИСТОЧНИКОМ 14-МЕВ-НЕЙТРОНОВ В ЦЕНТРЕ

Б. В. Левкин, Б. В. Журавлев, М. Г. Кобозев, А. А. Лычагин,
С. П. Симаков, В. А. Талалаев

Физико-энергетический институт, г. Обнинск

В. А. Загрядский, Д. Ю. Чувилин

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, г. Москва

MEASUREMENT OF NEUTRON LEAKAGE SPECTRA FROM IRON SPHERE WITH CENTRAL 14-MeV NEUTRON SOURCES. The neutron leakage spectra from iron sphere (diameter 24 cm, wall thickness 7.5 cm) have been measured at time-of-flight neutron spectroscopy facility in FEI. The experimental setup, measuring and data processing procedures are described, obtained experimental data are discussed.

Интегральные эксперименты на сферических сборках предназначены для получения экспериментальных данных, используемых для тестировки библиотек оцененных ядерных данных. Продолжая начатые ранее на других элементах исследования [1], в настоящей работе мы описываем эксперимент по измерению спектров нейтронов утечки из железной сферы - широко распространенного конструкционного материала. Подобного типа эксперименты ранее проводились только в одной лаборатории [2], но со сферой значительно меньшего диаметра (8,5 см).

Измерения спектров нейтронов утечки из сферы проводились методом времени пролета на спектрометре на базе импульсного нейтронного генератора КГ-0,3 ФЭИ [3]. Основные параметры импульсного режима в настоящем эксперименте были следующие: энергия ускоренных дейтронов 250 кэВ, длительность сгустка 3 нс, период их повторения 800 нс, средний ток на мишени ≈ 1 мкА. Основные элементы экспериментальной установки показаны на рис 1.

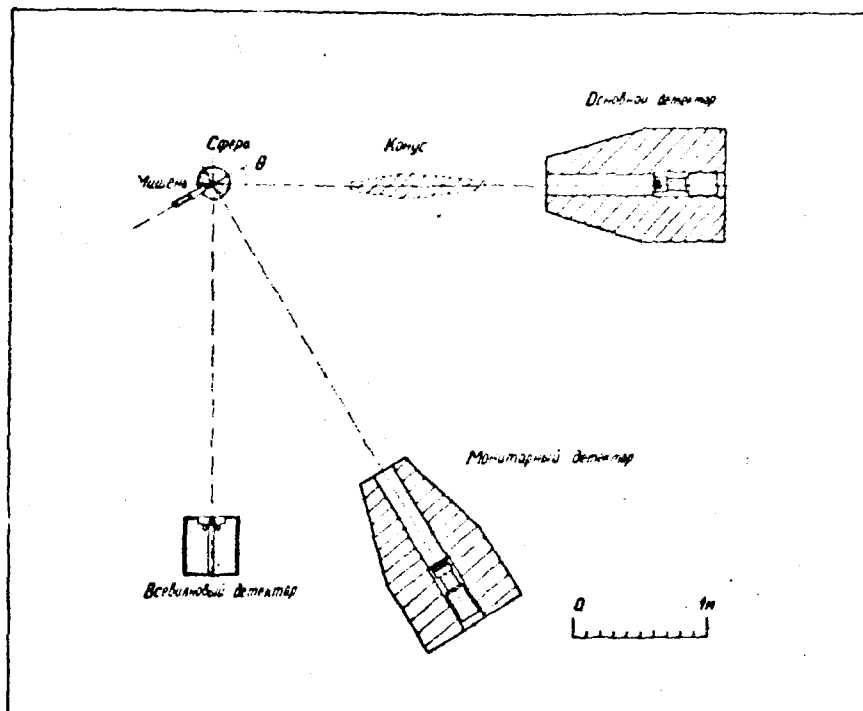


Рис. 1. Устройство экспериментальной установки

Исследуемая сфера представляла собой полный шар с внешними и внутренними диаметрами 24 и 9 см (толщина стенки 7,5 см или 1,7 средних длин свободного пробега 14 МэВ-нейтронов). Через цилиндрическое отверстие \varnothing 5 см ронопровод вводился внутрь сферы так, чтобы центр мишени совпадал с центром сферы.

В экспериментах подобного типа важно знать характеристики нейтронного источника. Поэтому в настоящей работе была измерена угловая зависимость выхода нейтронов из мишенного узла. В эксперименте использовалась T_1T -мишень на медной подложке \varnothing 2,8 см и толщиной 0,7 мм, которая располагалась в мишенедержателе, схематично изображенном на вставке рис. 2.

Измерение угловой зависимости выхода нейтронов проводилось двумя способами. Во-первых, методом активации алюминиевых фольг с последующим измерением их активности на спектрометре β - γ совпадений. Во время облучения 10 алюминиевых фольг \varnothing 1,9 см устанавливались на одинаковом расстоянии (10 см) от центра мишени, что дало разрешение по углу 11° . Во-вторых, методом времени пролета с помощью сцинтилляционного детектора на пролетной базе 370 см. Угловое разрешение в этом случае составило $0,8^\circ$.

Результаты измерений показаны на рис. 2. Видно, что они согласуются между собой. На рисунке также показан расчет угловой зависимости выхода

нейтронов для твердотельной тритиевой мишени [4], а также расчет ослабления выхода за счет рассеяния в подложке мишени и мишенедержателя. Наблюдаемое расхождение между экспериментальными и расчетными данными можно объяснить выгибанием мишени внутрь анопровода, что приводит к уменьшению эффективной длины ослабления. Интегрирование измеренного углового распределения в полном телесном угле дает коэффициент ослабления нейтронов, равный 0,96. Однако, примерно половина рассеянных нейтронов испытывает упругие столкновения без заметного изменения энергии. Следовательно, коэффициент выведения нейтронов с энергией 14 МэВ для полного телесного угла составляет 0,98, что учитывалось при нормировке измеренного спектра утечки.

Нейтроны, вылетающие из сферы, регистрировались сцинтилляционным детектором, расположенным в защите. Пролетная база равнялась 366 см, временное разрешение спектрометра ≈ 3 нс.

Поскольку основная доля нейтронов утечки приходится на область малых энергий, то в настоящей работе нами была предпринята попытка уменьшения порога детектора. С этой целью использовался детектор, состоящий из сцинтиллятора паратерфенила $\varnothing 5$ см \times 5 см [5] и ФЭУ-143. Сочетание повышенного световыхода паратерфенила (примерно в 1,7 раза по сравнению со стильбеном) и низкого уровня собственных шумов ФЭУ-143 позволили получить энергетический порог детектора 60 кэВ и восстанавливать энергетический спектр, начиная с 200 кэВ.

Энергетическая зависимость эффективности нейтронного детектора измерялась тремя методами. В диапазоне энергий 0,2-7 МэВ относительно спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf [6]. В диапазоне 5-12 МэВ относительно сечения нейтронов рассеяния [7]. Для получения в этом методе абсолютных значений эффективности нейтронный поток в точке расположения водородосодержащего рассеивателя определялся методом активации алюминиевых фольг. При энергии 14,9 МэВ эффективность детектора измерялась относительно выхода нейтронов из мишени, который, в свою очередь, определялся по счету сопутствующих α -частиц.

Для мониторинга выхода нейтронов из мишени использовались всеволновой детектор и времяпролетный монитор. Последний представлял собой быстрый сцинтиллятор СПС-15Б ($\varnothing 2,5$ см, высота 2,5 см), ФЭУ-87 и обладал высоким собственным временным разрешением (0,4 нс для $E_n > 2$ МэВ). Поэтому он использовался также и для контроля за импульсным режимом ускорителя.

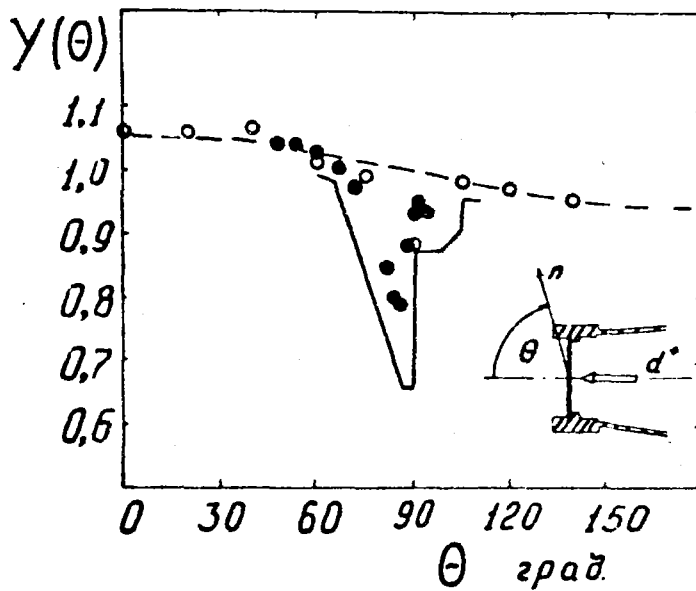


Рис. 2. Зависимость выхода нейтронов от угла для мишенного узла, показанного на вставке.

Экспериментальные данные:

○ - измеренные методом активации алюминиевых фольг,

● - измеренные методом времени пролета.

Расчетные данные:

- - - - оценка из работы [4], — — — — то же, но с учетом ослабления в материалах мишенного устройства

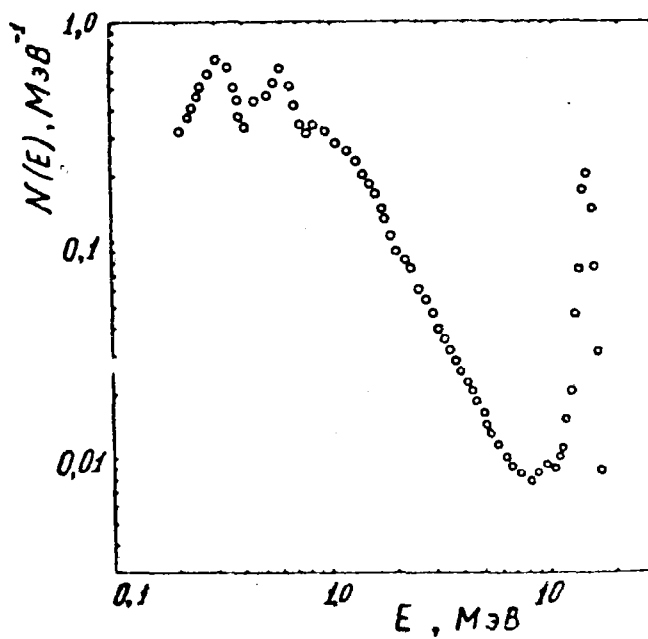


Рис. 3. Интегральный спектр нейтронов утечки из железной сферы

Абсолютная величина выхода нейтронов из мишени измерялась методом сопутствующих частиц. Для чего в ионопроводе под углом 173° устанавливался полупроводниковый поверхностнобарьерный кремниевый детектор. Калибровка этого детектора осуществлялась, в свою очередь, с помощью эталонного α -источника ^{238}Pu .

Погрешность экспериментальных данных складывается из следующих компонент: точность определения эффективности - 3%, абсолютная нормировка выхода нейтронов из мишени - 2%, статистическая погрешность числа отсчетов в энергетической ячейке - $1\pm 3\%$. Полная погрешность составляет, таким образом, $4\pm 5\%$. Величина погрешности определялась как среднеквадратичное от среднего для параметра, измеряемого несколько раз на протяжении всего эксперимента.

Интегральный спектр нейтронов утечки, излученный усреднением спектров, измеренных под тремя углами 0° , 40° и 75° , показан на рис.3. Наблюдаемая полуширина (2 МэВ) пика при энергии 14 МэВ больше энергетического разрешения спектрометра (1,4 МэВ). Это можно объяснить значительным вкладом ($\approx 75\%$) упругорассеянных нейтронов и изменением в зависимости от угла вылета из мишени начальной энергии нейтронов.

Как видно, в области энергий вторичных нейтронов меньше 1 МэВ на спектре наблюдается резонансная структура. Сравнение с усредненным соответствующим образом полным сечением взаимодействия нейтронов с железом обнаруживает корреляции следующего типа: пик в полном сечении соответствует провалу в спектре нейтронов утечки. Такая зависимость является проявлением эффекта самоэкранировки в железной сфере.

Список литературы

1. Androsenko A.A., Androsenko P.A. et. al. //Kernenergie, 1988, v.10, B31, p.422.
2. Yansen L.F. Preprint UCRL-97188, Livermore, 1987.
3. Ануфриенко В.Б., Девкин Б.В. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Реакторостроение. 1977. Вып.5(19). С.17.
4. Csikai J., Lantos Zs., Buczko Cs.M. Report IAEA-TECDOC-410. Vienna, 1987, p.296.
5. Некоторые особенности процесса формирования импульсов радиолуминесценции в органических монокристаллах: Обзорная информация. М.: НИИТЭХИМ, 1987.
6. Manhart W. Report IAEA-TECDOC-410. Vienna, 1987, p.158.
7. Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements: IAEA Technical Report 227, Vienna, 1983.

Статья поступила в редакцию 19.01.90 г.

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ
ЯДЕР ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 150 МэВ

А. Ю. Конобеев, Ю. А. Коровин, В. Н. Соснин

Физико-энергетический институт, г. Обнинск

THE NEUTRON CROSS-SECTIONS OF PRODUCTION OF LONG LIFE ISOTOPES, HYDROGEN AND HELIUM NUCLEI IN CONSTRUCTION MATERIALS AT ENERGY UNIT 150 MeV. Neutron helium, hydrogen and long-lived radioactive isotopes production cross-sections have been calculated for a scope of construction materials for energies reaching 150 MeV. A preequilibrium exciton model and coalescent preequilibrium model of α -particle emission were employed to perform these calculations. The results obtained well coincide with available data from neutron libraries.

Поведение конструкционных материалов под облучением в значительной степени зависит от накопления гелия в материалах, влияющее на радиационное распухание и высокотемпературное охрупчивание [1,2], а также образования водорода в металлах, приводящее к изменению температуры и предела пластичности для ферритных сталей, и охрупчиванию в титановых сплавах [2].

Получение нейтронных сечений образования гелия и водорода необходимо также при моделировании одних видов облучения другими для сопоставления скорости генерации ядер указанных газов [1,3].

Кроме того, при проведении имитационных исследований по облучению конструкционных материалов необходимо знать радиоактивные характеристики образцов после облучения, определяемые количеством образующихся долгоживущих радиоактивных изотопов в материалах.

Практически полное отсутствие экспериментальной информации для сечений образования гелия, водорода и радиоактивных изотопов в конструкционных материалах под действием нейтронов при энергии большей 20 МэВ делает необходимым при расчете этих сечений использование наиболее надежных и хорошо зарекомендовавших себя моделей ядерных реакций при описании доступных экспериментальных данных, например, при энергиях нейтронов

меньших 20 МэВ. В качестве таких моделей в данной работе были взяты предравновесно-экситонная модель в замкнутой форме [4], и коалесцентная предравновесная модель образования α -частиц [5]. Расчеты сечений образования гелия, водорода и ряда долгоживущих радиоактивных нуклидов проведены для изотопов ^{51}V , ^{48}Ti , ^{52}Cr , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{92}Zr , ^{94}Zr при энергиях нейтронов до 150 МэВ.

При использовании экситонной модели в замкнутой форме функция плотности экситонных состояний $\omega(p, h, \epsilon)$, где p - число частиц, h - число дырок, ϵ - энергия возбуждения бралась в виде, полученном Эриксоном с поправкой на запрет Паули [6]. Функция плотности конечных состояний $\omega^+(p, h, \epsilon)$ [4, 6, 7] использовалась в виде, учитывающем запрет Паули, полученном Бетаком, Рибанским и Обложинским [8]. Квадрат матричного элемента остаточного взаимодействия, величина которого является, в сущности, параметром экситонной модели, рассчитывалась по феноменологическим формулам, полученным в работе [9]. Коэффициент K'' (см. [9]) при этом для некоторых элементов изменялся. Учитывалась конкуренция вылета частиц из ядра и перехода в состояния с возрастающим числом экситонов. Считалось, что скорость такого перехода для состояний с небольшим числом экситонов много больше скорости аннигиляции частицы и дырки [10]; учитывалось "обеднение" n -экситонных состояний [6]. Вылет предравновесных α -частиц рассматривался в рамках коалесцентной модели Рибанского и Обложинского [5] с параметрами, полученными в работе [11].

Равновесная компонента сечений рассчитывалась по модели ферми-газа с "обратным смещением". В расчетах использовалась наиболее полная на сегодняшний день систематика параметров плотности уровней a и смещения Δ , полученная Бычковым, Грудзевичем, Пляскиным [12]. Сечения обратных реакций рассчитывались по формулам, приведенным в работе [13] (см. также [10]) для энергий нейтронов меньше 50 МэВ и по формулам Достровского и соавторов [14-15] при большей энергии.

Энергии связи частиц вычислялись на основе имеющихся масс нуклидов [16] и по формулам Камерона [17].

Расчеты полных сечений неупругого взаимодействия с ядрами проводились по оптической модели [18] с ядерными потенциалами, пригодными для использования их в широком диапазоне энергий [19-21].

Указанная расчетная модель была реализована в программе *GAPR-1*. Тестировка ее и получение недостающих параметров моделей осуществлялась для каждого изотопа на основании библиотек нейтронных данных: *BROND*, *БСПОР*, *ENDF/B-V*, *JENDL-2*, рекомендованных и экспериментальных величин сечений, приведенных в справочнике [22]. При этом для изотопов циркония использованы файлы советской библиотеки *BROND* (оценка 1988 г.), содержащие информацию о всех сечениях практически важных пороговых реакций.

Воспроизведение функций возбуждения с помощью программы *GAPR-1* осуществлялось одновременно для всех каналов реакций в интервале энергий нейтронов до 20 МэВ. Для этого проводилась вариация до 12 параметров модели ферми-газа, в том числе приведенных в систематике [12]. Расчеты функций возбуждения пороговых реакций выполнялись без дополнительной нормировки на экспериментальные и рекомендованные величины.

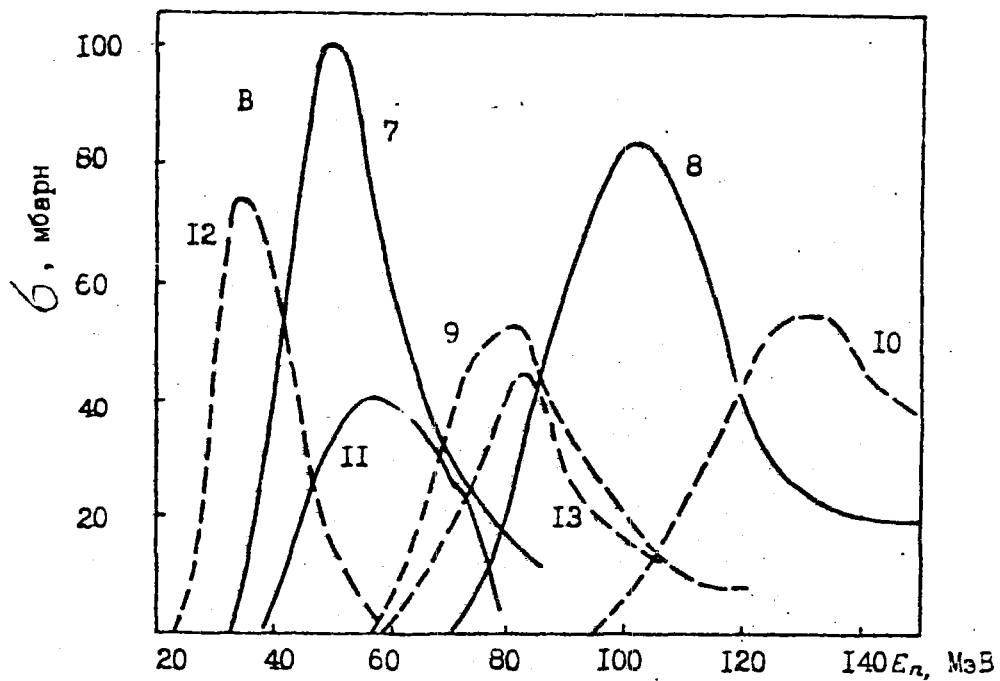
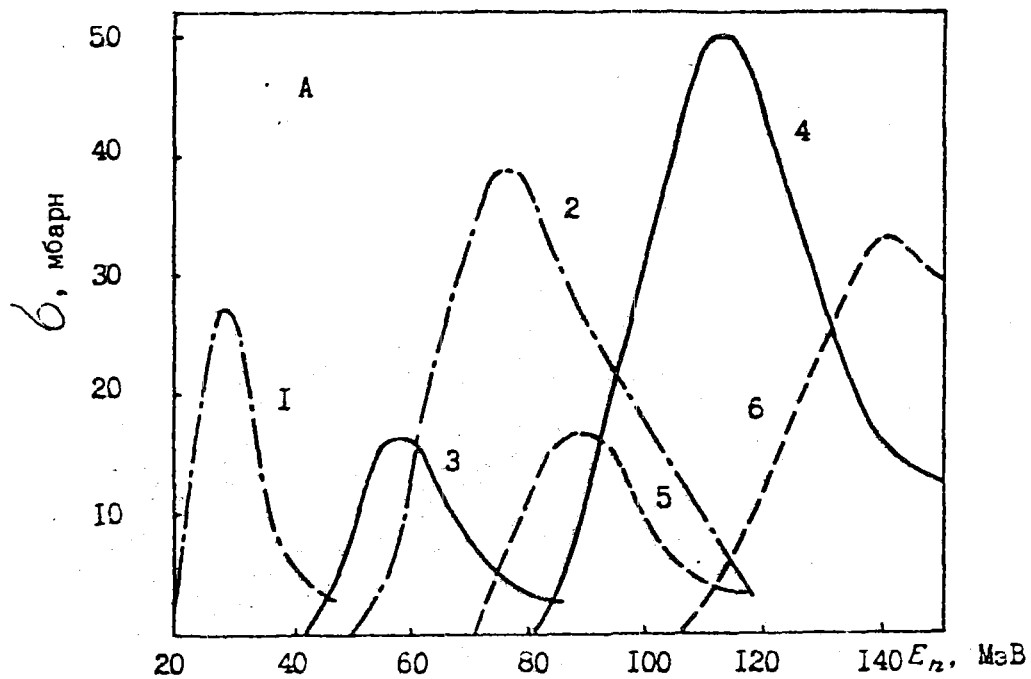
Основной трудностью таких расчетов является воспроизведение нейтронных сечений реакций, имеющих величину порядка нескольких десятков миллибарн, при этом наблюдается крайне высокая чувствительность энергетической зависимости функций возбуждения от параметров модели ферми-газа [22].

Проведенные расчеты показывают хорошее согласие рассчитываемых сечений пороговых реакций с данными наиболее полных нейтронных библиотек.

Рассчитанные величины сечений образования гелия и водорода для ряда конструкционных материалов приведены в табл. 1 и 2 соответственно, сечения образования радиоактивных нуклидов в табл. 3 и 4 и на рисунке. При этом информация о сечениях реакций, приводящих к образованию долгоживущих радиоактивных нуклидов, имеющих порог меньше 20 МэВ, приведена только для рекомендованных сечений нейтронных библиотек, экспериментальные значения для сечений можно найти, например, в справочнике [22] или в сборниках *CINDA*. Для некоторых реакций указана приблизительная максимальная величина сечений, фактически находящаяся за пределами точности расчетных моделей.

Не указанные в табл. 3 сечения реакций образования ^{85}Kr и ^{90}Sr при взаимодействии нейтронов с изотопами циркония имеют рассчитанные величины, не превышающие 1 мбарна.

Полученные величины сечений образования гелия, водорода, долгоживущих радиоактивных изотопов позволяют при известном нейтронном спектре оценивать скорость их образования в конструкционных материалах при энергии нейтронов до 150 МэВ.



Рассчитанные величины сечений образования долгоживущих изотопов при взаимодействии нейтронов ядрами ^{58}Ni (штрих-пунктирная линия), ^{63}Cu (сплошная линия). А - реакции с образованием изотопа ^{54}Mn , В - реакции с образованием радиоактивных изотопов кобальта. Обозначения для реакций см. в табл.3.

Таблица I

Расчитанные сечения образования водорода при взаимодействии нейтронов с ядрами
конструкционных материалов с энергией до 150 МэВ

E	⁴⁸ Ti	⁵¹ V	⁵² Cr	⁵⁶ Fe	Mn	Cu	Zr
1	2	3	4	5	6	7	8
15	76,3	60,0	255,4	159,1	732,8	286,2	62,7
20	115,2	111,4	489,7	273,2	803,7	266,1	99,4
25	155,3	170,2	510,2	267,3	712,8	397,1	177,2
30	201,9	247,8	526,3	358,5	869,0	425,8	254,8
35	248,8	296,9	551,5	445,7	873,7	540,9	344,0
40	288,7	406,8	588,7	516,6	931,6	593,3	432,2
45	347,2	463,0	608,4	567,2	971,5	633,7	480,0
50	376,6	478,4	641,1	603,7	1023,9	659,4	515,5
55	392,3	527,6	683,5	656,5	1077,4	727,3	541,6
60	431,7	566,0	698,2	703,4	1091,5	740,6	567,2
65	444,7	581,2	737,6	734,2	1135,9	779,3	582,4
70	451,5	600,8	740,9	753,9	1151,0	811,5	619,0
75	478,6	601,4	763,7	763,8	1162,4	835,9	631,1
80	506,8	610,1	774,1	778,8	1171,8	862,4	661,8

Продолжение табл. I

1	2	3	4	5	6	7	8
85	490,2	628,3	766,6	795,2	1205,7	905,0	669,7
90	516,0	643,9	756,3	785,0	1190,9	917,4	683,6
95	522,2	649,0	743,9	774,6	1198,8	952,0	710,7
100	505,9	655,6	751,4	770,8	1195,5	992,7	733,7
110	477,7	679,6	845,0	924,0	1375,7	1066,5	743,9
120	500,5	680,6	878,0	929,9	1390,5	1105,8	780,9
130	517,9	671,7	863,4	939,6	1405,6	1192,3	815,4
140	505,3	658,2	871,4	951,0	1441,8	1223,3	830,0
150	523,6	684,1	879,5	928,5	1406,7	1268,7	845,8

15

Данные для никеля, меди, циркония приведены для естественной смеси изотопов. Энергия нейтронов в мегаэлектронвольтах, сечения в миллибарнах.

Таблица 2

Рассчитанные сечения образования гелия при взаимодействии нейтронов с ядрами конструкционных материалов с энергией до 150 МэВ (см. комментарии к табл. I)

E	⁴⁸ Ti	⁵¹ V	⁵² Cr	⁵⁶ Fe	Ni	Cu	Zr
1	2	3	4	5	6	7	8
15	33,6	21,3	38,2	47,3	138,5	49,7	19,5
20	99,8	28,0	75,0	101,1	209,4	84,4	53,4
25	172,2	36,1	105,4	154,2	241,5	100,7	124,4
30	185,7	56,1	129,4	178,2	256,4	139,3	207,1
35	266,3	73,9	144,7	203,9	279,6	178,0	297,2
40	347,5	105,2	180,0	235,1	304,9	197,9	377,1
45	365,4	134,8	195,6	267,8	317,6	219,3	452,5
50	450,7	155,8	230,2	285,3	337,8	225,3	519,1
55	515,5	169,8	239,4	321,6	371,7	225,1	586,2
60	533,9	210,7	249,2	346,0	371,3	237,9	666,9
65	565,3	254,3	288,6	377,8	333,3	262,7	713,4
70	642,5	280,8	306,5	408,9	412,6	278,5	762,0
75	623,2	326,5	331,4	426,8	415,1	281,1	834,1
80	678,9	366,5	350,6	448,4	444,6	296,5	897,5

Продолжение табл.2

1	2	3	4	5	6	7	8
85	755,8	395,1	382,2	489,4	463,0	309,3	935,3
90	795,8	421,9	388,7	504,8	468,0	325,1	995,2
95	772,9	471,4	428,0	531,7	468,6	332,7	1058,8
100	782,9	501,3	418,8	504,7	497,8	334,1	1108,6
110	929,8	575,9	556,9	655,9	579,2	363,9	1219,6
120	920,4	649,6	663,3	730,2	630,2	382,6	1331,7
130	1007,4	740,5	718,1	835,1	692,8	428,0	1415,5
140	1004,8	806,9	803,1	895,4	703,8	429,1	1498,1
150	1006,9	873,5	869,4	990,4	758,5	429,5	1585,8

Таблица 3.

Сечения некоторых нейтронных реакций, приводящих к долгоживущим радиоактивным нуклидам: при облучении ядер конструкционных материалов нейтронами с энергией от 10 до 150 МэВ. Тип радиоактивного распада и период полураспада ядер указан согласно [16]. Обозначения общеприняты.

Первоначальное ядро	Конечное ядро	Тип радиоактивного распада конечного ядра и его период полураспада	Тип нейтронной реакции, приводящей к данному конечному ядру	Энергия реакции, МэВ	Информация о сечении
1	2	3	4	5	6
^{48}Ti	^{48}Ti	ε, γ ; 47,3 г.	(n, 5n)	43,2	Величина сечения не превышает $\sim 2-3$ мбарн
^{56}Fe	^{54}Mn	ε, γ ; 312,5 д.	(n, 2np)	20,4	См. табл. 4
^{58}Ni	^{54}Mn	—	(n, p α)	6,3	Рис. 1А, кривая 1
^{58}Ni	^{54}Mn	—	(n, 2n 3p)	34,6	Рис. 1А, кривая 2
^{63}Cu	^{54}Mn	—	(n, 2n 2 α)	23,0	Рис. 1А, кривая 3
^{63}Cu	^{54}Mn	—	(n, 4n 2p α)	51,3	Рис. 1А, кривая 4
^{63}Cu	^{54}Mn	—	(n, 6n 4p)	79,5	Сечение медленно нарастает в рассматриваемом диапазоне энергий; величина сечения при $E_n = 150$ МэВ составляет ~ 7 мбарн

Продолжение табл.3

1	2	3	4	5	6
^{65}Cu	^{54}Mn	"-	(n , 4 n 2 α)	40,8	Рис.1А, кривая 5
^{65}Cu	^{54}Mn	"-	(n , 6 n 2 p α)	69,1	Рис.1А, кривая 6
^{65}Cu	^{54}Mn	"-	(n , 8 n 4 p)	97,4	Величина сечения \leq 1 мбарн
^{58}Ni	^{57}Co	ε, γ ; 267 д.	(n , n p)	8,2	См.соответствующие файлы библиотек нейтронных данных BROND (1985) и ENDF /B-V
^{63}Cu	^{57}Co	"-	(n , 3 n α)	24,8	Рис.1В, кривая 7
^{63}Cu	^{57}Co	"-	(n , 5 n 2 p)	53,1	Рис.1В, кривая 8
^{65}Cu	^{57}Co	"-	(n , 5 n α)	42,6	Рис.1В, кривая 9
^{65}Cu	^{57}Co	"-	(n , 7 n 2 p)	70,9	Рис.1В, кривая 10
^{60}Ni	^{60}Co	β^-, γ ; 5,26 г.	(n , p)	2,0	См.файлы библиотек ВОСПОР, BROND (1985), ENDF /B-V
^{63}Cu	^{60}Co	"-	(n , α)	-1,7	См.файл библиотеки BROND (1985)

Продолжение табл.3

1	2	3	4	5	6
63 Cu	60 Co	"	(n, 2 n 2 p)	26,6	Рис.1В, кривая II
65 Cu	60 Co	"	(n, 2 n α)	16,1	Рис.1В, кривая 12
65 Cu	60 Co	"	(n, 4 n 2 p)	44,4	Рис.1В, кривая 13
92 Zr	85 Kr	β^- ; 10,73 г.	(n, 2 n 2 p α)	32,0	Сечение превышает 1 мбарн при ~ 65 МэВ, область максимальных значений $\sim 72-80$ МэВ, максимальное значение ~ 10 мбарн
94 Zr	85 Kr	"	(n, 2 n 2 α)	18,7	Сечение превышает 1 мбарн при $\sim 45-46$ МэВ, область максимальных значений $\sim 52-64$ МэВ, максимальное значение ~ 10 мбарн
94 Zr	85 Kr	"	(n, 4 n 2 p α)	47,0	Сечение превышает 1 мбарн при 88-90 МэВ, область максимальных значений $\sim 95-105$ МэВ, максимальное значение ~ 9 мбарн
94 Zr	90 Sr	β^- ; 28,5 г.	(n, n α)	3,76	См. файл библиотеки BROND (1988)
94 Zr	90 Sr	"	(n, 3 n 2 p)	32,1	Сечение превышает 1 мбарн при ~ 62 МэВ, область максимальных значений $\sim 64-65$ МэВ, максимальное значение $\sim 3-4$ мбарна

Таблица 4

Рассчитанные величины сечения реакций (n , $2n$ р)
 для ядер ^{56}Fe в миллибарнах. Энергия нейтронов
 в мегаэлектронвольтах

Е	σ	Е	σ
25	8,6	50	147
26	22,5	52	124
28	69,9	54	113
30	136	56	105
32	192	58	87,2
34	243	60	88,2
36	283	62	79,4
38	293	64	70,3
40	266	66	61,7
42	255	68	42,2
44	216	70	22,7
46	199	72	21,6
48	171	80	20,6

Список литературы

1. Залужный А.Г., Сокурский Ю.Н., Тебус В.Н. Гелий в реакторных материалах. М.: Энергоатомиздат, 1988.
2. Орлов В.В., Альтовский И.В. Физические проблемы материалов первой стенки термоядерных реакторов: Препринт ИАЭ-3380/8, М., 1981.
3. Вотинков С.Н., Прохоров В.И., Островский З.Е. Облученные нержавеющие стали. М.: Наука, 1987.
4. Живописцев Ф.А., Кэбин Э.И., Сухаревский В.Г. Модели предравновесных ядерных реакций. М.: Изд-во МГУ, 1987.
5. Ribansky I., Oblozinsky P. //Phys.Lett. B, 1973, v.45, p.318.
6. Зайдель К. и др. //Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1976. Т.7. Вып.2. С.499.
7. Williams F.C. //Phys.Lett. B, 1970, v.31, No 4, p.184.
8. Betak E., Oblozinsky P., Ribansky I. //Nucleonika, 1974, v.19, 7-8, p.687.
9. Kalbach C. //Zeitschrift fur Physik A., 1978, v.287, p.319.
10. Jhigan M.L. et al. //Acta Physica Hungarica, 1984, 55(1-4), p.195.
11. Wu J.R., Chang C.C. //Phys.Rev. C, v.17, No 5, p.1540.
12. Бычков В.М., Груздевич О.Т., Пляскин В.И. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1987. Вып.3. С.14.
13. Chatterjee A., Murthy K.H.N., Gupta S.K. INDC(IND)-27/GJ, Nov. 1980.
14. Dostrovsky I., Fraenkel Z., Friedlander G. //Phys.Rev., 1959, v.116, p.783; Dostrovsky I., Fraenkel Z., Winsberg L. //Phys.Rev., 1960, v.118, p.781.
15. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
16. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. К.: Наукова думка, 1975.
17. Cameron A.G.W. //Can. Journ. of Physics, 1957, v.35, No 9, p.1021.

18. Bersillon O. SCAQT2: un programme de modele optique spherique-CEA-N-2227, NEANDC(FR)220"L", INDC(E)49/L, Octobre 1981.
19. Prince A. //Proc. Nucl. Data Sci. and Technol. Proc. Int. Conf. Antwerp., 6-10 Sept. 1982, 1983, p.574.
20. Engelbrecht C.A., Fiedeldey H. //Ann.Phys., 1967, 42, p.262.
21. Young P.G. //Proc. Specialists Meeting on the Use of the Optical Model for the Calculation of Neutron Cross Sections Below 20 MeV, Paris, 13-15 November 1985, OECD/OCDE, Paris, 1986, p.127.
22. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1982.

Статья поступила в редакцию 27.02.90 г.

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УДК 539.172.12

ВЫХОДЫ РЕАКЦИИ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ И ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ МИШЕНЕЙ ИЗ УРАНА И ТОРИЯ, ОБЛУЧЕННЫХ ПУЧКАМИ 800 МэВ-х ПРОТОНОВ

В. Д. Казарицкий, Н. В. Степанов

Институт теоретической и экспериментальной физики, г. Москва

THE NEUTRON RADIATIVE CAPTURE AND FISSION REACTION YIELDS FOR URANIUM AND THORIUM TARGETS EXPOSED TO THE 800-MeV PROTON BEAMS. The comparison of two high-energy particle transport codes is executed by parallel calculations of the nuclear reaction yields for depleted uranium and thorium targets bombarded by 800-MeV protons. The particles generated in the nucleon-meson cascade are taken into account as well as the neutrons that have emerged as a result of low-energy fissions. The total yields and distributions calculated by two high-energy transport codes show a good agreement with each other and with the LAMPF proton source experiments.

Пучок протонов, ускоренных до энергий в несколько сотен МэВ и более, проникая в протяженную мишень из тяжелого вещества, возбуждает реакции глубокого расщепления ядер и конвертируется в низкоэнергетическое излучение, значительную часть которого составляют нейтроны [1]. В мишенях из урана и тория нейтроны, инициированные пучком, дополнительно размножаются в результате деления ядер под действием низкоэнергетических нейтронов. Поглощение нейтронов в таких мишенях сопровождается накоплением делящихся изотопов [2].

Сравнение экспериментов на протяженных (порядка нескольких длин свободного пробега протонов пучка) мишенях с результатами вычислений дает интегральную оценку точности моделей, используемых для описания взаимодействия ускоренных протонов с веществом, и позволяет делать обоснованные расчетные предсказания параметров установок, основанных на

применении пучков. Для компьютерного моделирования нами выбраны эксперименты с урановыми и ториевыми мишенями, проведенные на протонном источнике *LAMPF* [3,4], где по средним скоростям радиационного захвата нейтронов в мишени исследовалась конверсия сырьевых изотопов в делящиеся. Важное для нас достоинство моделируемых экспериментов заключается в том, что здесь использовалась техника интегральных измерений с фольгами из материала мишени. Детектирующие фольги располагались в поперечных сечениях мишени с определенными промежутками вдоль оси мишени для измерения продольного распределения активации, а группы фольг в каждой детектирующей плоскости размещались с таким расчетом, чтобы после облучения и растворения в кислоте их гамма-активность отвечала средним по сечению мишени скоростям реакций. Энергия протонов в пучке равнялась 800 МэВ. Точность измерения произведенных количеств ^{239}Np и ^{233}Pa составила 5%, а числа делений ядер - 10%.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В МИШЕНЯХ

Здесь рассматриваются программы *MENTC* [5-7] и *MARS4* [8] с программой моделирования переноса низкоэнергетических нейтронов *MMK22* [9]. Исходные данные, использованные в компьютерных экспериментах, приведены в табл. 1 и 2. Профили пучков изображены на рис.1. В расчетах полагалось, что пучок направлен вдоль оси мишени, а разброс в поперечном направлении описывается гауссовским распределением.

В основу программы *MENTC* положен эксклюзивный метод, реализованный с помощью каскадно-испарительной модели. Модель хорошо описывает энергетические и угловые распределения вторичных частиц, сводя задачу к рассеянию классической частицы на газе несвязанных и нескореллированных внутриядерных нуклонов. Характерные особенности созданной версии внутриядерного каскада описаны в [5-7].

Процесс моделирования адрон-ядерных взаимодействий реализуется последовательно. На первой, каскадной, стадии процесса учитываются каналы с рождением пионов и поглощение пионов ядерными кластерами. Возбуждение ядра-остатка, образовавшегося после того, как быстрые адроны покинули ядро, снимается на испарительной и делительной стадиях. В программе учитывается предравновесный испарительный канал [6]. На стадии равновесного испарения моделируется испускание нуклонов и легких ядер: n , p , d , t , ^3He , ^4He .

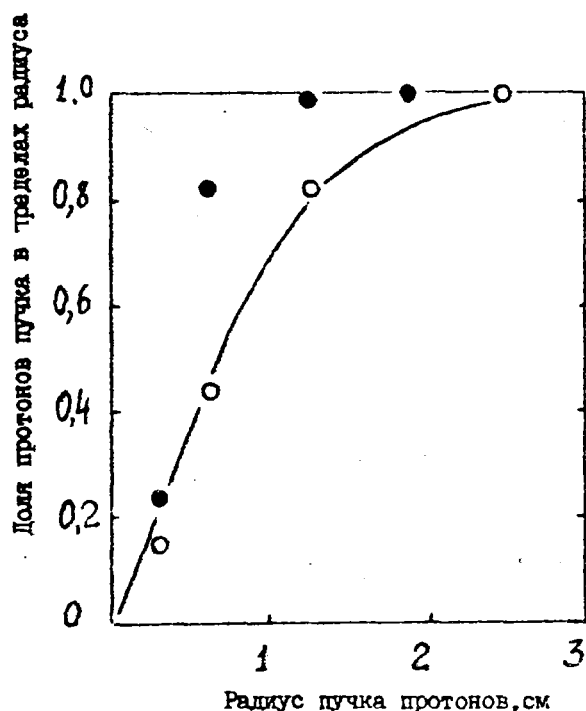


Рис. 1. Поперечные характеристики протонных пучков:
 ● - эксперименты с мишенью из обедненного урана [3];
 ○ - эксперименты с мишенью из тория [4];
 кривая - интеграл от нормального распределения

Моделирование вероятности деления проводится в рамках традиционного подхода, когда делительный канал конкурирует с испусканием частиц на равновесной испарительной стадии. Для описания собственно процесса деления использована полуфеноменологическая модель, сочетающая черты термодинамической модели и статистической модели Фонга [7].

В наших расчетах программа MARS4 использовалась как альтернативная программе MENTC, т.к. в первой используется принципиально иной, инклюзивный, подход. При этом моделирование акта неупругого взаимодействия адрона с ядром осуществляется с помощью одночастичных функций распределения. Используемые аналитические аппроксимации описывают распределения по углам и энергии для всех адронов: лидирующих, каскадных и образовавшихся в результате квазиупругого рассеяния, а также для испарительных нуклонов [10]. Результат неупругого взаимодействия частиц с ядром разыгрывается с помощью сравнительно простых функций выборки. Смещение компенсируется введением эффективных весов частиц. Очевидно, что инклюзивная процедура более простая, т.к. внутри ядра частицы уже не

транспортируются и остается смоделировать межъядерный каскад частиц. Последний в *MENTC* и *MARS4* реализуется практически одинаково. Разница заключается только в том, что в *MENTC* все частицы имеют единичные веса.

Таблица 1

Физические характеристики мишени из обедненного урана

Плотность (г/см ³)	Диаметр (см)	Длина (см)	Содержание (%)
19,04	19,704 ^{а)}	30,46	0,251

а) Эффективный диаметр ($D=d\sqrt{n}$) для кластерной мишени с 37 стержнями, диаметр отдельного стержня равен 3,2393 см.

Таблица 2

Физические характеристики мишени из тория

Плотность (г/см ³)	Диаметр (см)	Длина (см)
11,38	18,28 ^{а)}	36,31

а) Эффективный диаметр ($D=d\sqrt{n}$) для кластерной мишени с 19 стержнями, диаметр отдельного стержня равен 4,194 см.

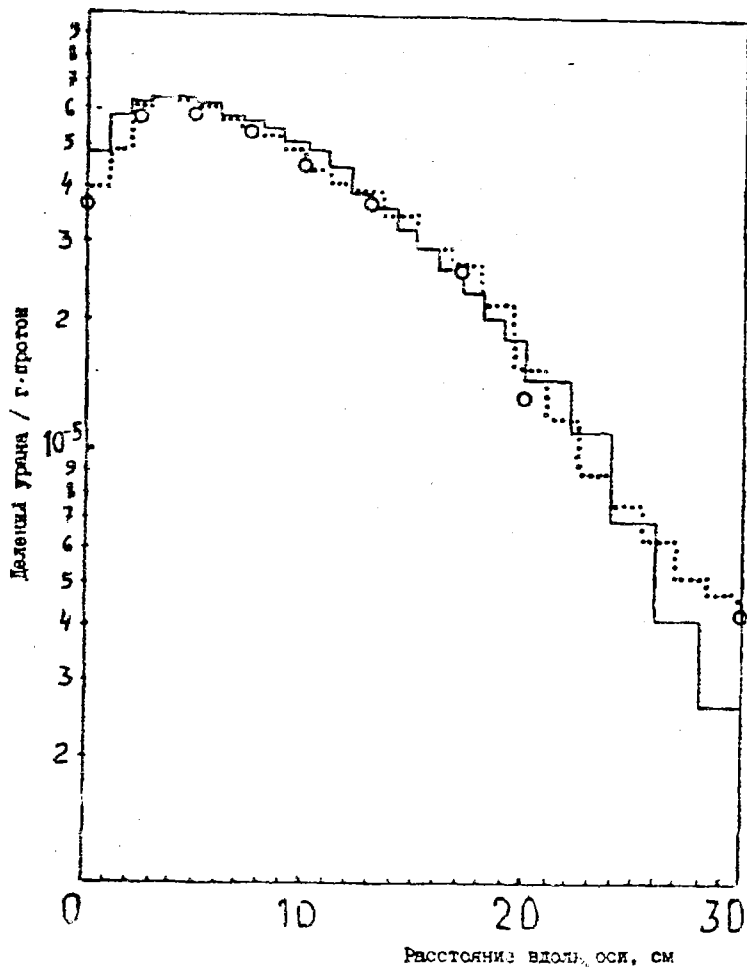


Рис. 2. Продольное распределение плотности ядер ^{238}Pu , образующихся в мишени из обедненного урана при облучении протонами с энергией 800 МэВ: сплошная линия - расчеты по MARS4/MMK22; пунктир - расчеты по MINTC/MMK22; \circ - эксперимент [3]; данные усреднены по поперечному сечению мишени

Рис. 3. Продольное распределение плотности делений ядер урана в мишени из обедненного урана при облучении протонами с энергией 800 МэВ: обозначения те же, что на рис. 2

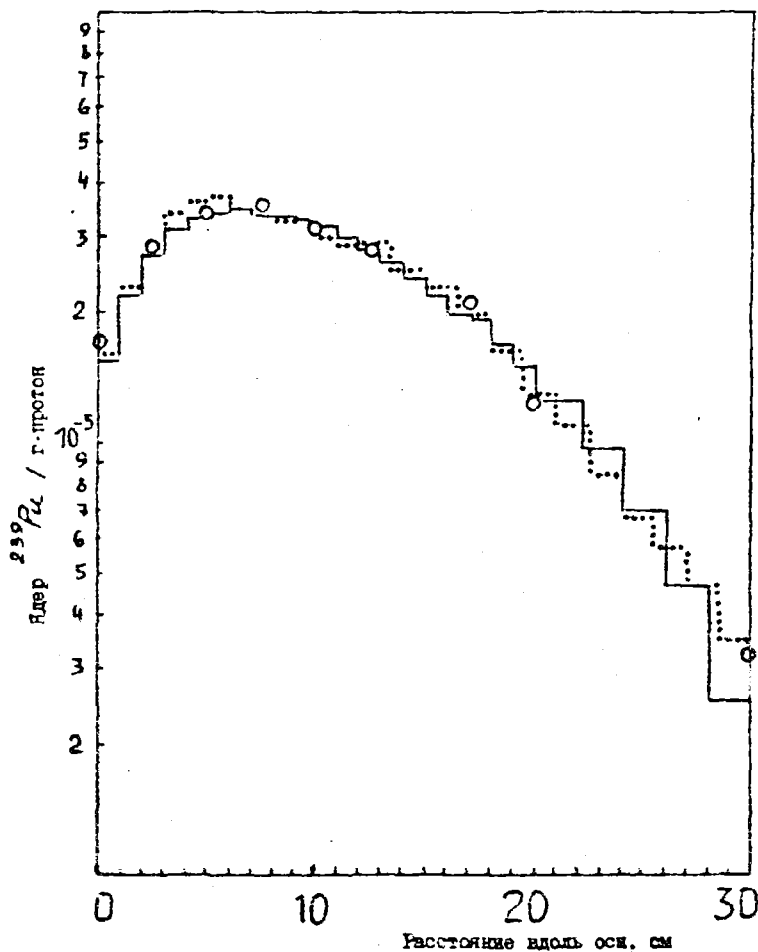


Таблица 3

Образование делящихся ядер и числа делений в мишенях на один протон пучка с энергией 800 МэВ

Эксперимент	Расчет		
		MARS4/MMK22	МЕНТС/MMK22
Ядер ^{239}Pu	3,81±0,19	3,52±0,15	3,92±0,15
Делений U	5,59±0,56	5,69±0,20	5,90±0,25
Ядер ^{233}U	1,25±0,06	1,35±0,07	1,29±0,06
Делений Th	1,56±0,25	1,55±0,10	1,60±0,07

В инклюзивном подходе каналы реакций не разделены, поэтому в расчетах по MARS4 деление ядер под действием высокоэнергетических частиц учитывалось с помощью средних, одинаковых для всех частиц, вероятностей (на уране - 0,75, на тории - 0,45), измеренных в [11] для диапазона в несколько сот МэВ.

Для оценки скоростей реакции под действием низкоэнергетических нейтронов к обеим программам высокоэнергетического транспорта подключалась программа MMK22 [9]. Плотности источников низкоэнергетических нейтронов (нейтронов испарения и части каскадных нейтронов с энергией не более 10,5 МэВ) формировались программой сопряжения EVINT [12] по результатам моделирования межъядерного каскада высокоэнергетических частиц. В программе MMK22 нейтроны разыгрывались до поглощения или вылета из мишени. Размножение нейтронов моделировалось методом последовательных поколений нейтронов деления. Для описания взаимодействия нейтронов с материалом мишеней использовалась 26-групповая система ядерных данных АРАМАКО-2F [13].

ВЫХОДЫ РЕАКЦИЙ

В результате компьютерного эксперимента по конверсии пучка 800 МэВ-х протонов в нейтроны и ядра-продукты: ^{239}Pu и ^{233}U , получены полные (интегральные) выходы скоростей реакций, которые приведены в табл. 3. Кроме того, вычислены распределения реакций по глубине мишеней. Они изображены на рис. 2-5.

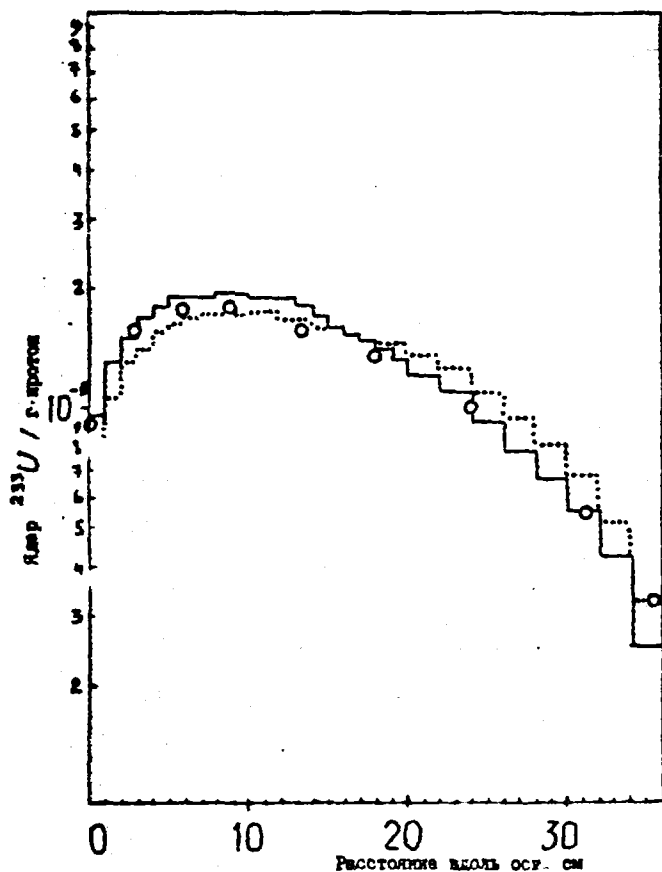
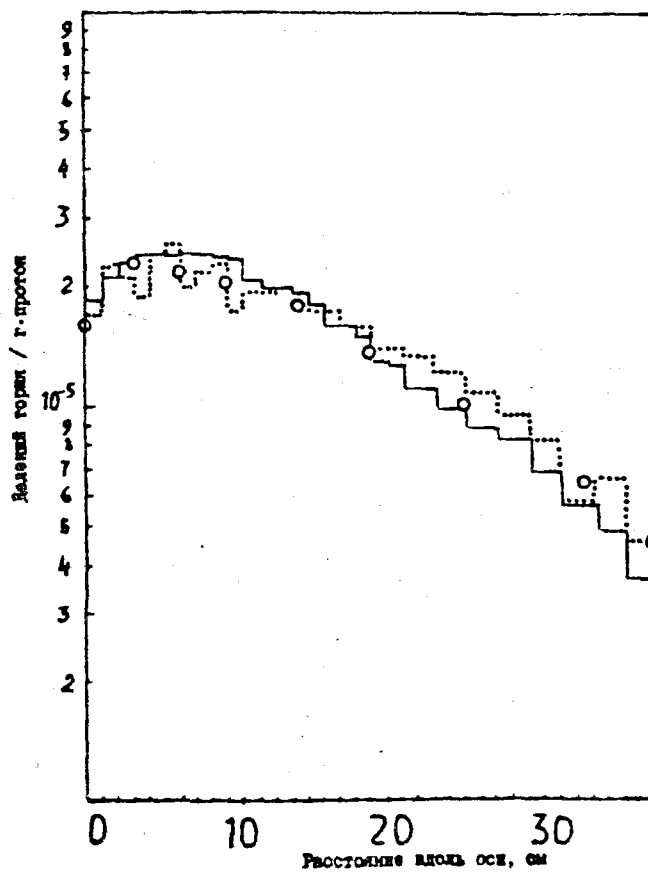


Рис. 4. Продольное распределение плотности ядер ^{233}U , образующихся в мишени из тория при облучении протонами с энергией 800 МэВ: \circ - эксперимент [4]; другие обозначения даны аналогично рис. 2

Рис. 5. Продольное распределение плотности деления ядер тория в мишени из тория при облучении протонами с энергией 800 МэВ: обозначения те же, что на рис. 4



Значения интегральных величин, полученные параллельными расчетами, в пределах статистических погрешностей совпадают между собой и хорошо согласуются с экспериментом. В совокупности с результатами вычислений, проведенными нами ранее [14] на урановых мишенях для пучков с энергией от 300 до 660 МэВ, эти данные подтверждают адекватность разработанных и адаптированных алгоритмов и программ процессам взаимодействия протонов и других адронов промежуточных энергий с веществом. По сравнению с более ранними экспериментами [15], измерения на пучке LANPF удалось хорошо описать не только по интегральным выходам реакций в мишенях, но и по таким дифференциальным характеристикам как продольные распределения накопления ^{239}Pu и ^{233}U и скорости деления ядер.

При сравнении использованных вычислительных методик можно отметить, что в целом результаты расчета MENTC/MMK22 лучше воспроизводят форму экспериментально наблюдаемых зависимостей, чем MARS4/MMK22. Нуклон-мезонный каскад, моделируемый в расчетах MARS4/MMK22, затухает на меньшей глубине в мишени, чем дает эксперимент и предсказывает расчет MENTC/MMK22. Это может быть связано не только с отличиями в характеристиках распределений вторичных частиц, генерируемых в адрон-ядерных взаимодействиях, хотя такие отличия зафиксированы нами в [16] для высокоэнергетической части распределений. Сам метод генерации (случайной выборки) в условиях ограниченной статистики может привести к расхождениям. В частности, метод эффективных весов частиц, используемый в MARS4, который хорошо воспроизводит средние множественности вторичных частиц в неупругих столкновениях с ядрами, может при ограниченном числе испытаний занижить (обеднить) совокупность частиц, рассеянных под малыми углами. На глубинах проникновения порядка нескольких длин свободного пробега этот эффект может привести к смещению в сторону уменьшения средних значений оцениваемых методом Монте-Карло потоков частиц и скоростей реакций.

В заключение следует отметить, что в настоящей работе параллельными расчетами с использованием двух разных методов описания адрон-ядерных взаимодействий получены согласующиеся между собой и с экспериментом величины выходов продуктов реакций для мишеней из урана и тория, бомбардируемых пучком протонов с энергией 800 МэВ. При этом оценки скоростей деления ядер учитывают вклад высокоэнергетических частиц, составляющих межъядерный каскад в мишени.

Вычисленные распределения реакций по глубине мишеней хорошо воспроизводят измеренные в экспериментах зависимости.

В совокупности с полученными ранее результатами для протонов с энергиями в диапазоне 300-660 МэВ настоящие данные подтверждают пригодность использованных алгоритмов и программ для решения целого ряда задач, связанных с применением пучков протонов промежуточных энергий.

Список литературы

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
2. Благоволин П.П., Дубинский В.Д., Казарицкий В.Д. и др. //Атомная энергия. 1988. Т.65. Вып.5. С.326.
3. Russel G.J., Gilmore J.S., Robinson H. et al. Fertile-to-fissile and fission measurements for depleted uranium bombarded by 800-MeV protons. //Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources, ICANS V, Jü1-conf-45, KFA-Jülich, p.261.
4. Gilmore J.S., Russel G.J., Robinson et al. Fertile-to-fissile conversion and fission measurements for thorium bombarded by 800-MeV protons. //Proceedings of International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-VII), 1983, Report AECL-8488, Chalk River, p.68.
5. Лобов Г.А., Степанов Н.В., Сибирцев А.А., Требуховский Ю.В. Статистическое моделирование взаимодействия адронов и легких ядер с ядрами. Модель внутриядерного каскада: Препринт ИТЭФ # 91, М., 1983.
6. Сибирцев А.А., Степанов Н.В., Требуховский Ю.В. Взаимодействие частиц с ядрами Испарительная модель: Препринт ИТЭФ, # 129, М., 1985.
7. Степанов Н.В. Моделирование деления возбужденных атомных ядер. Формулировка модели: Препринт ИТЭФ, # 81, М., 1987.
8. Байшев Н.С., Кучинин С.Л., Мохов Н.В. Расчет методом Монте-Карло трехмерных адронных каскадов при энергиях 20 МэВ - 3000 ГэВ (Программа MARS4): Препринт ИФВЭ, ОРИ-78-2, Серпухов, 1978.
9. Майоров Л.В. Программный комплекс ММКФК для расчета реакторов методом Монте-Карло, разработанный А.Д. Франк-Каменецким. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника реакторов. 1981. Вып. 8(21). С.7.

10. Сычев Б. С., Серов А. Я., Манько Б. В. Аналитическая аппроксимация дифференциальных сечений образования вторичных частиц в неупругих нуклон-ядерных взаимодействиях при энергиях выше 20 МэВ: Препринт РТИ АН СССР, № 799, М., 1979.
11. Steiner H. M. //Phys. Rev. 1956. V.101. No2. P.807.
12. Казарицкий В. Д. Сопряжение программ MARS4 и МК22 для расчетов реакций нейтронов, образующихся в среде под действием высокоэнергетических частиц: Препринт ИТЭФ, № 61, М., 1986.
13. Коробейников В. В. A2F - программа подготовки данных для расчета методом Монте-Карло на основе АРАМАКО-2F: Препринт ФЭИ, № 1038, Обнинск, 1980.
14. Казарицкий В. Д. Анализ методом Монте-Карло интегральных экспериментов по выходу нейтронов под действием протонов высокой энергии. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1984. Вып. 4(58). С. 11.
15. Васильков Р. Г., Гольданский В. И., Пименов Б. А. и др. Размножение нейтронов в уране, бомбардируемом протонами с энергией 300 - 660 МэВ. //Атомная энергия. 1978. Т. 44. Вып. 4. С. 329.
16. Казарицкий В. Д., Сибирцев А. А., Степанов Н. В. Сравнение расчетов по SPALLATION - моделям с экспериментом по образованию нейтронов на уране. /В кн: Нейтронная физика. Т. 4. М., 1988. С. 268.

Статья поступила в редакцию 13.11.89 г.

СОСТАВЛЕНИЕ СИСТЕМЫ ОГРАНИЧЕНИЙ ДЛЯ
АНАЛИЗА СХЕМ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Ф. Е. Чукреев

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, г. Москва

COMPOSITION RESTRICTION SYSTEM FOR ANALYSIS OF RADIOACTIVE SAFETY. The method for presenting of nuclear spectroscopic measurements results as linear determination system is described. Aim function for linear programming problems with partial integer conditions is proposed. The application of the solution linear determinations system for the analysis non-unique interpretation of experiment data is discussed.

В работе [1] было выдвинуто предложение об использовании методов исследования операций для получения наиболее достоверных характеристик уровней и переходов в дочернем ядре. В качестве несложного примера был рассмотрен фрагмент схемы альфа-распада плутония-239 и показано, что существующий экспериментальный материал находится в противоречии с принятой в [2] схемой уровней дочернего ядра.

Цель этой публикации - изложить методичку составления системы линейных ограничений, решение которой позволит найти параметры переходов, проверить однозначность интерпретации экспериментальных данных.

С точки зрения теории графов, схема радиоактивного распада представляет собой плоский ориентированный граф, содержащий столько вершин, сколько ядерных состояний принимает участие в процессе распада. Эти вершины соединены дугами, вдоль которых осуществляются, с той или иной вероятностью, ядерные переходы, сопровождающиеся испусканием соответствующих излучений.

Эти интенсивности будут в дальнейшем представляться теми или иными переменными, которые, как и все другие переменные, предполагаются неотрицательными.

1. Описание законов сохранения линейными ограничениями

Рассмотрим систему из $L+1$ ядерных уровней, где уровень с номером 0 представляет конечное (основное) состояние дочернего ядра, а с номером L - состояние, из которого происходит распад. Если интенсивность перехода из состояния j в состояние i обозначить T_{ji} , то совокупность всех переходов должна удовлетворять условиям сохранения потока:

$$\sum_{j=1+1}^L T_{ji} - \sum_{j=0}^{i-1} T_{ij} = 0 \quad (1.1)$$

$$\sum_{j=0}^{L-1} T_{Lj} = I. \quad (1.2)$$

Выражение (1.1) имеет простой физический смысл: левая сумма - это поток переходов в состояние с номером i со всех вышележащих состояний, а правая сумма - поток из состояния i во все нижележащие.

Выражение (1.2) показывает, что поток переходов из начального состояния во все нижележащие равен I . Обычно величина I принимается равной 1 или 100, но это не обязательно. Каждая величина T_{ji} представляет собой сумму переходов по всем открытым каналам, что в случае гамма-переходов соответствует всем возможным мультипольностям. Если переходу $(j-i)$ соответствует квант с энергией E_{ji} и интенсивностью $I_{ji} = \sum x_{jlm}$, где x_{jlm} - вклад мультипольности l в интенсивность, то

$$T_{ji} = \sum_l x_{jlm} (1 + \alpha_{jlm}), \quad (1.3)$$

а α_{jlm} - коэффициент внутренней конверсии для квантов с энергией E_{ji} и мультипольностью l .

Заметим, что по физическому смыслу все величины x_{jlm} неотрицательны.

Второе условие, которому должна удовлетворять любая физически разумная схема электромагнитных переходов - это закон сохранения четности, т.к. вклад матричных элементов, ответственных за несохранение четности, несоразмерно мал в сравнении с неопределенностью интенсивности перехода.

Снова рассмотрим переход из состояния j в состояние i . Введем переменные z_j и z_i , каждая из которых может принимать лишь 2 значения - 0 или 1. Причем, $z=0$, если четность соответствующего состояния положительна,

и $z=1$ при отрицательной четности. Переходу из состояния j в i сопоставим число $y_{ji} = (z_j - z_i)^2$ (1.4).

Функция y_{ji} в (1.4) является нелинейной функцией чисел z , а для последующего нам необходимы лишь линейные выражения. Но легко видеть, что система ограничений

$$\left. \begin{aligned} z_j + z_i - p &\leq 1 \\ -z_j - z_i + 2p &\leq 0 \\ z_j + z_i - 2p + y_{ji} &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (1.5)$$

где p, z равны 0 или 1, эквивалентна выражению (1.5) и дает $y_{ji} = 0$ или 1.

При $y_{ji} = 0$ в (1.3) должны остаться лишь такие x_{jm} , которые не меняют четности, т.е. вклад в переход должны давать лишь $E0, M1, E2$ и т.д. компоненты, а при $y_{ji} = 1$ останутся лишь компоненты $E1, M2$ и т.д.

Этот факт также может быть отражен в виде системы линейных ограничений. Запишем выражение для интенсивности гамма-излучения в виде:

$$I_{ji} = I_{jio} + I_{jic}$$

где I_{jio} - вклад в интенсивность от мультиполей, меняющих четность;

I_{jic} - вклад в интенсивность от мультиполей, не меняющих четность.

Тогда ограничения вида:

$$\left. \begin{aligned} I_{jio} + P y_{ji} &\leq 0 \\ I_{jic} + P y_{ji} &\leq P \end{aligned} \right\}, \quad (1.6)$$

где P - фиксированное число, большее, чем интенсивность этого перехода, обеспечивает $I_{jio} = 0$ при $y_{ji} = 0$ и $I_{jic} = 0$ при $y_{ji} = 1$.

2. Описание экспериментальных данных линейными ограничениями

В предыдущем разделе сформулированы в виде линейных ограничений (1.1-1.6) законы сохранения, справедливые для любой схемы распада, но не содержащие конкретных экспериментальных данных. В этом разделе будут сформулированы линейные ограничения для описания результатов основных типов ядерно-спектрометрических экспериментов.

2.1. Измерена интенсивность альфа- или бета-излучения

Пусть эта интенсивность в эксперименте номер λ составляет $A_\lambda \pm a_\lambda$ на I распадах (см. 1.2) родительского ядра, где $1 \leq \lambda \leq N$.

Обозначим через R значение этой интенсивности, наилучшим образом

удовлетворяющее всей совокупности экспериментов. Смысл понятия "наилучшим образом" будет пояснен ниже. Тогда для каждого из N экспериментов можно записать:

$$\left. \begin{aligned} A_{\lambda} - R + u_{\lambda} - w_{\lambda} &= 0 \\ -a_{\lambda} + u_{\lambda} + w_{\lambda} &\leq 0 \\ u_{\lambda}, w_{\lambda} &\geq 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

Если эксперимент дает несимметричную неопределенность $A_{\lambda} \begin{matrix} +a_{\lambda} \\ -b_{\lambda} \end{matrix}$, то очевидно, что (2.1) надо переписать в виде:

$$\left. \begin{aligned} A_{\lambda} - R + u_{\lambda} - w_{\lambda} &= 0 \\ -a_{\lambda} + u_{\lambda} &\leq 0 \\ -b_{\lambda} + w_{\lambda} &\leq 0 \end{aligned} \right\}$$

Для всех N экспериментов R одинакова. Физический смысл соотношений (2.1) очень прост: u_{λ}, w_{λ} - отличие экспериментального результата от наилучшего, не превосходящее по модулю a_{λ} . Как будет видно из дальнейшего, в окончательное решение войдет лишь одна из величин - либо u_{λ} , либо w_{λ} . Другая автоматически занулится.

2.2. Измерена интенсивность гамма-излучения

Пусть интенсивность кванта какой-то энергии измерена в $N \geq 1$ экспериментах и для измерения с номером μ получено значение $B_{\mu} \pm b_{\mu}$. И пусть S снова есть наилучшее значение. Поскольку обычно интенсивность гамма-излучения определяется вкладом нескольких мультиполей, то удобно ввести тождество:

$$S = \sum_{\mu} x_{\mu} \quad (2.2)$$

где x_{μ} - вклад в интенсивность от мультиполя μ , а суммирование распространено на все мультиполи, которые могут участвовать в описании экспериментальных данных.

Тогда для каждого из N экспериментов можно записать:

$$\left. \begin{aligned} B_{\mu} - S + u_{\mu} - w_{\mu} &= 0 \\ -b_{\mu} + u_{\mu} + w_{\mu} &\leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

В соотношениях (2.3) величины u_{μ} и w_{μ} имеют тот же физический смысл, что и в (2.1). Учет несимметрии в неопределенности производится также, как в разделе 2.1.

2.3. Описание экспериментов с участием конверсионных электронов

Этот тип экспериментов важен для нахождения вклада разных мультиполей. Опыт показывает, что наиболее удобно, прежде всего, ввести ряд вспомогательных ограничений для каждого конверсионного пика.

Пусть в эксперименте наблюден пик, обусловленный конверсией гамма-перехода с энергией E_{ν} на оболочке s . Введем две переменных $K_{\nu s}$ и $Q_{\nu s}$, первая из которых представляет расчетное значение интенсивности конверсионного пика, а $Q_{\nu s}$ — наилучшее значение этой интенсивности. Мы будем также предполагать, что расчетные значения коэффициентов конверсии имеют относительную неопределенность δ . В этих предположениях для каждого перехода и оболочки можно записать:

$$\left. \begin{aligned} K_{\nu s} - \sum_{ms} \alpha_{ms} x_m &= 0 \\ K_{\nu s} - Q_{\nu s} + u_{\nu s} - w_{\nu s} &= 0 \\ -\delta K_{\nu s} + u_{\nu s} + w_{\nu s} &\leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

Здесь α_{ms} — коэффициент внутренней конверсии для мультипольности m на оболочке s .

Рассмотрим теперь правила описания наиболее часто встречающихся типов экспериментов с конверсионными электронами.

2.3.1. Если измерено абсолютное значение интенсивности конверсионных электронов на I распадах родительского ядра, и оно равно $C_{\nu s} \pm c_{\nu s}$. Тогда к соотношениям (2.4) нужно добавить:

$$\left. \begin{aligned} Q_{\nu s} - C_{\nu s} + t_{\nu s} - r_{\nu s} &= 0 \\ -C_{\nu s} + t_{\nu s} + r_{\nu s} &\leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

2.3.2. Если измерен абсолютный коэффициент конверсии $D_{\nu s} \pm d_{\nu s}$ кванта ν на оболочке s , то (2.4) следует дополнить соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} Q_{\nu s} - D_{\nu s} S_{\nu} + t_{\nu s} - r_{\nu s} &= 0 \\ -d_{\nu s} S_{\nu} + t_{\nu s} + r_{\nu s} &\leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

Конечно, здесь t и r не то же, что в (2.5).

2.3.3. Если измерены интенсивности двух конверсионных пиков по отношению к какому-то реперу и результаты измерений - $D \pm d_{vs}$ и $F \pm f_{\mu q}$, то, введя новую переменную Φ , эти результаты можно записать в виде ограничений:

$$\left. \begin{aligned} Q_{vs} - D_{vs} \Phi + t_{vs} - r_{vs} &= 0 \\ -d_{vs} \Phi + t_{vs} + r_{vs} &\leq 0 \\ Q_{\mu q} - F_{\mu q} \Phi + t_{\mu q} - r_{\mu q} &\leq 0 \\ -f_{\mu q} \Phi + t_{\mu q} + r_{\mu q} &\leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

Обобщение на большее число пиков, очевидно, не представляет затруднений.

2.3.4. Если в качестве репера выбран какой-то из конверсионных пиков и отношение площадей пика Q_{vs} к площади пика $F_{\mu q}$ равно $R_{vs\mu q} \pm r_{vs\mu q}$, то тогда можно записать ограничения в форме:

$$\left. \begin{aligned} Q_{vs} - R_{vs\mu q} F_{\mu q} + u_{vs\mu q} - v_{vs\mu q} &= 0 \\ -r_{vs\mu q} F_{\mu q} + u_{vs\mu q} + v_{vs\mu q} &\leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

Очевидно, что все эти соотношения легко обобщаются на случаи неразделенных пиков.

2.4. Описание корреляционных экспериментов

Ограничимся случаем, когда в описании результатов корреляционных измерений (КИ) участвует вклад лишь от двух мультиполей.

2.4.1. Сначала рассмотрим случай, поддающийся однозначной интерпретации, когда из КИ следует, что $x_1/x_2 = R \pm r$, где x_1 и x_2 - вклады мультиполей двух типов (например, M1 и E2). Такой результат может быть записан в виде ограничений:

$$\left. \begin{aligned} x_1 - R x_2 + u - v &= 0 \\ -r x_2 + u + v &\leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

Случай, когда $x_1/x_2 < R$, запишется в виде ограничения

$$x_1 - R x_2 < 0. \quad (2.10)$$

2.4.2. Более интересен случай, когда интерпретация КИ неоднозначна, а именно: $x_3/x_4 = R \pm r$ или $x_5/x_6 = T \pm t$, а интенсивность излучения квантов составляет $B \pm b$.

В этом случае надо ввести еще одну булеву переменную Y и переписать соотношение (2.2) в виде:

$$S = x_3 + x_4 + x_5 + x_6,$$

добавив к нему

$$\left. \begin{aligned} x_3 + x_4 + YP &\leq 0 \\ x_5 + x_6 + YP &\leq P \\ x_3 - Rx_4 + u - v &= 0 \\ -gx_4 + u + v &< 0 \\ x_5 - Tx_6 + w - q &= 0 \\ -tx_6 + w + q &\leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

Если выбрать фиксированное число $P \geq B + b$, то при $Y=0$ величины x_3, x_4, u и v аннулируются; если же $Y=1$, то аннулируются x_5, x_6, w и q . Очевидно, что если известна какая-то другая величина, которую можно выразить через $x_3 + x_6$, то значение интенсивности становится необязательным.

2.4.3. Возможен случай, подобный 2.4.2., отличающийся от него тем, что (x_3, x_4) и (x_5, x_6) относятся к разной четности переходов. В этом случае в соотношениях (2.11) величина Y должна быть заменена величиной y_j из соотношений (1.5).

3. Целевая функция

В 1 и 2 разделах показано, что результаты практически любого ядерно-спектроскопического эксперимента могут быть представлены системой линейных ограничений на изменение некоторых непрерывных и булевых переменных. Все эти ограничения имеют прозрачный физический смысл и представляют собой специфическую математическую запись экспериментальных фактов. Зачем это нужно?

Рассмотрим функцию $\psi = \sum u$, где буквой u обозначена величина какой-то невязки экспериментальных данных из ограничений (2.1-2.11), а суммирование распространено на все эти невязки.

Поставив теперь задачу: найти минимум величины ψ при условии выполнения всех ограничений - мы получим частично целочисленную задачу линейного программирования. Для решения таких задач создан мощный метод в разделе математики, который принято называть "методом исследования операции" (см., например, [3] и [4]).

Набор характеристик, полученный в процессе решения задачи линейного программирования, мы и называли во втором разделе "наилучшим образом удовлетворяющим всей совокупности измерений".

Полученная величина ψ представляет собой минимум суммы модулей отклонения расчетных величин от их экспериментальных значений и находится в простой связи с обычной суммой квадратов отклонений, но полученное решение для характеристик схемы распада несколько отличается от даваемого принципом максимума правдоподобия. Можно, конечно, поставить задачу по-другому и искать минимум функции $\Phi = \sum u^2$ при выполнении ограничений (2.1-2.11). Но для решения частично целочисленных задач с квадратичной целевой функцией нет столь же мощных алгоритмов. В то же время гораздо более простая линейная целевая функция позволяет определить самое главное - возможна ли однозначная интерпретация набора экспериментальных данных. Если решение задачи линейного программирования единственно, то тогда поиск оптимального решения, даваемого методом максимума правдоподобия без булевых переменных, относительно легко может быть выполнен. Если же решение не единственно, то не оправдан поиск многих "наиболее правдоподобных" решений, так как на самом деле физически допустимо лишь одно решение. В этом случае надо ставить дополнительный эксперимент, и никакие математические процедуры не смогут его заменить.

Та же система ограничений (2.1-2.11) может быть использована и для решения других полезных задач.

Например, мы хотим узнать максимальное и минимальное значение некоторой линейной формы $\sum c_j x_j$. Тогда достаточно решить две задачи линейного программирования, в одной из которых ищется минимум $\sum c_j x_j$, а в другой минимум $\sum (-c_j) x_j$.

Если же, например, интерпретация неоднозначна и рассматривается возможность постановки дополнительного эксперимента, то, составив для его предполагаемых результатов соответствующие ограничения и решив необходимую задачу, можно установить точность, требуемую от эксперимента.

Список литературы

1. Чукреев Ф.Е. Препринт ИАЭ им. Курчатова IAE-4801/2, 1989 (на англ. языке).
2. Schmorak M.R. NDS, v.40, 1, 1983.
3. Вагнер Г. Основы исследования операций .Т.1-3. Москва: Мир, 1973.
4. Акулич И.Л. Математическое программирование в примерах и задачах. М.: Высшая школа, 1986.

Статья поступила в редакцию 05.02.90 г.

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

В этом выпуске сборника мы заканчиваем публикацию некоторых докладов 5-ой Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерной-технических установок (начало в выпуске 1, 1990 г.).

Секция 2. Прогнозы развития физики защиты;
теоретические методы и программы расчетов на ЭВМ

УДК 621.039.51

ОБЩАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ (ИНТЕГРАЛЬНЫХ) ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ФИЗИКЕ ЗАЩИТЫ

А. Н. Николаев

Физико-энергетический институт, г. Обнинск

THE COMMON CLASSIFICATION OF MACROSCOPIC EXPERIMENTS IN THE SHIELD PHYSICS FIELD. The common classification of macroscopic experiments in the shield physics field is given in the report. There are four parts in this report: 1 - classification of the experimental devices with the photon sources; 3 - classification of the macroscopic experiments in the shield physics field; 4 - classification of the shielding composition on the nuclid contents. The main applications of the common field physics experiment classification is given.

В докладе представлена общая классификация макроскопических (интегральных) экспериментов по физике защиты (нейтронные задачи в диапазоне энергий нейтронов от тепловых до 20 МэВ, фотонные задачи в диапазоне энергий фотонов от 0,05 МэВ до 12-14 МэВ), которая состоит из следующих разделов:

1. Классификация экспериментальных устройств и установок с источниками нейтронов (табл.1-4). Класс установок определяется относительно средней энергии нейтронного спектра источника:

I класс \bar{E} нейтронного спектра $\leq 0,6-0,8$ МэВ

II класс - $0,8-0,8$ МэВ $\leq \bar{E}$ нейтронного спектра $\leq 2,5$ МэВ

III класс - 2,5 МэВ $\leq \bar{E}$ нейтронного спектра $\leq 6-8$ МэВ

IV класс \bar{E} нейтронного спектра $\approx 14-20$ МэВ.

2. Классификация экспериментальных устройств и установок с источниками фотонов (табл. 5, 6). Класс установок определяется диапазоном энергии спектра фотонов источника:

I класс - E спектра фотонов от 0,05 МэВ до $\approx 3,5$ МэВ.

II класс - E спектра фотонов от 0,04 МэВ до 12-14 МэВ при наличии нейтронного фотона.

3. Классификация макроскопических (интегральных) экспериментов по физике защиты (таблицы 7, 8 и 9). Класс макроскопических экспериментов определяется основными проблемами физики защиты:

Класс А - задачи переноса нейтронного и фотонного излучения в сплошных защитных композициях.

Класс В - задачи переноса нейтронного и фотонного излучения в защитных композициях с неоднородностями.

Класс С - задачи переноса нейтронного и фотонного излучения в нишах, лабиринтах и объемах.

4. Классификация защитных композиций по составу (табл. 10).

Общая классификация макроскопических (интегральных) экспериментов по физике защиты позволяет:

1. Проводить систематизацию экспериментальной информации и создание систем экспериментов по различным задачам и проблемам физики защиты для более глубокого понимания физики процессов и тестирования расчетных комплексов и программ.

2. Разработать стандартные формы представления разнообразной экспериментальной информации.

3. Проводить индексацию экспериментов и осуществлять разработку информационно-поисковых программ.

4. Создавать информационные банки данных по макроскопическим экспериментам установки, осуществлять координацию и планирование экспериментальных исследований.

5. Систематизировать изложение материала по курсу защиты от ионизирующих излучений, изучаемый в инженерно-физических и физико-технических высших учебных заведениях.

Таблицы 1, 2, 3, 4 КЛАССИФИКАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ И УСТАНОВОК С ИСТОЧНИКАМИ НЕЙТРОНОВ

I класс - E нейтронного спектра < 0,8 МэВ
 II класс - 0,8 МэВ < E нейтронного спектра < 2,5 МэВ
 III класс - 2,5 МэВ < E нейтронного спектра < 6+8 МэВ
 IV класс - E нейтронного спектра - 14+20 МэВ

ТАБЛИЦА 1	I класс	I класс	I класс	I класс	I класс	—	—	I класс	I класс	I класс
ТАБЛИЦА 2	II класс	II класс	II класс	II класс	II класс	II класс	II класс	II класс	II класс	II класс
ТАБЛИЦА 3	III класс	III класс	III класс	III класс	III класс	—	—	III класс	III класс	III класс
ТАБЛИЦА 4	—	—	—	IV класс	—	—	—	—	—	—
ВИДЫ УСТАНОВОК	ВИД - В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ С РАДИОНУКЛИДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ НЕЙТРОНОВ				ВИД - С УСТАНОВКИ С ИСТОЧНИКАМИ-МИШЕНЬМИ НА УСКОРИТЕЛЯХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ			ВИД - Д УСТАНОВКИ НА РЕАКТОРАХ		
ТИПЫ УСТАНОВОК	ТИП-1В	ТИП-2В	ТИП-3В	ТИП-1С	ТИП-2С	ТИП-3С	ТИП-1Д	ТИП-2Д	ТИП-3Д	ТИП-4Д
	УСТАНОВКИ С РАДИОНУКЛИДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ НЕЙТРОНОВ РАСПОЛОЖЕННЫМИ НА РАСТОЯНИИ ОТ ИЗУЧАЕМОГО МАКЕТА ЗАЩИТЫ	УСТАНОВКИ С РАДИОНУКЛИДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ НЕЙТРОНОВ РАСПОЛОЖЕННЫМИ ВНУТРИ ИЛИ НА ПОВЕРХНОСТИ ИЗУЧАЕМОГО МАКЕТА ЗАЩИТЫ	УСТАНОВКИ С РАДИОНУКЛИДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ НЕЙТРОНОВ -ЛАБОРАТОРНЫЕ АНАЛОГИ СЛОЖНЫХ УСТАНОВОК НА РЕАКТОРАХ	УСТАНОВКИ С ИСТОЧНИКАМИ-МИШЕНЬМИ РАСПОЛОЖЕННЫМИ НА РАСТОЯНИИ ОТ ИЗУЧАЕМОГО МАКЕТА ЗАЩИТЫ	УСТАНОВКИ С ИСТОЧНИКАМИ-МИШЕНЬМИ РАСПОЛОЖЕННЫМИ ВНУТРИ ИЛИ НА ПОВЕРХНОСТИ ИЗУЧАЕМОГО МАКЕТА ЗАЩИТЫ	УСТАНОВКИ С ФОТОНЕЙТРОННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ	УСТАНОВКИ С ТОНКИМИ УРАНЫМИ КОНВЕРТОРАМИ НА ТЕПЛОТЫХ РЕАКТОРАХ	УСТАНОВКИ НА НЕЙТРОННЫХ ПУЧКАХ, ВЫХОДЯЩИХ ИЗ БИОЛОГИЧЕСКИХ ЗАЩИТ РЕАКТОРОВ	УСТАНОВКИ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ НИШАХ В РАДИАЦИОННЫХ ЗАЩИТАХ И НА РАБОЧИХ ПОВЕРХНОСТЯХ РЕАКТОРОВ	УСТАНОВКИ В ВИДЕ ДЛИННЫХ НИШ, ВЫХОДЯЩИХ ЗА РАДИАЦИОННЫЕ ЗАЩИТЫ ИЛИ В ВИДЕ РАБОЧИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ РЕАКТОРОВ, ЗАЩИТЫ ОТ ИЗУЧАЕМОГО МАКЕТА
УГОЛОК РАССЕЯНИЯ ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ	ИЗОТРОПНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ	БЛИЗКО К МОНО-НАПРАВЛЕННОМУ	СЛОЖНОЕ	БЛИЗКО К МОНО-НАПРАВЛЕННОМУ
УГОЛОК РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ПУЧКА НА МАКЕТЕ	БЛИЗКО К МОНО-НАПРАВЛЕННОМУ	ИЗОТРОПНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ СЛОЖНОЕ	БЛИЗКО К МОНО-НАПРАВЛЕННОМУ	ИЗОТРОПНОЕ СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ СЛОЖНОЕ	БЛИЗКО К МОНО-НАПРАВЛЕННОМУ	СЛОЖНОЕ	БЛИЗКО К МОНО-НАПРАВЛЕННОМУ
МОДЕЛИРУЕМЫЙ АСИММЕТРИЧНЫЙ ИСТОЧНИК	ТОЧЕЧНЫЙ, ПО, ПБ	ТОЧЕЧНЫЙ, ПО, ПБ	ТОЧЕЧНЫЙ ПО ОБЪЕМНОМУ ПБ	ТОЧЕЧНЫЙ, ПО, ПБ	ТОЧЕЧНЫЙ, ПО, ПБ	ТОЧЕЧНЫЙ ОБЪЕМНЫЙ	ПО, ПБ	ПО, ПБ	ОБЪЕМНЫЙ, ПО, ПБ	ОБЪЕМНЫЙ, ПБ, ПО
ИНДЕКС УСТАНОВОК В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КЛАССА	I-В-1В	II-В-2В	III-В-3В	I-С-1С	II-С-2С	III-С-3С	I-Д-1Д	II-Д-2Д	III-Д-3Д	IV-Д-4Д
	II-В-1В	III-В-2В	IV-В-3В	II-С-1С	III-С-2С	IV-С-3С	—	III-Д-2Д	IV-Д-3Д	—
	—	—	—	IV-С-1С	—	—	—	—	—	—

Таблица 5.6. КЛАССИФИКАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ И УСТАНОВОК С ИСТОЧНИКАМИ ФОТОНОВ.

КЛАСС УСТАНОВОК	I КЛАСС $0.05 \text{ МэВ} < E_{\gamma} < 3.5 \text{ МэВ}$				II КЛАСС $0.05 \text{ МэВ} < E_{\gamma} < 12-14 \text{ МэВ}$ - наличие нейтронного фона				
	ВИДЫ УСТАНОВОК	ВИД - А УСТАНОВКИ С ФОТОННЫМИ РАДИОНУКЛИДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ		ВИД - В УСТАНОВКИ С РАДИОНУКЛИДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ НЕЙТРОНОВ		ВИД - С УСТАНОВКИ С ИСТОЧНИКАМИ ФОТОНОВ ИЗ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ		ВИД - Д УСТАНОВКИ С ИСТОЧНИКАМИ ФОТОНОВ НА РЕАКТОРАХ	
ТИПЫ УСТАНОВОК	ТИП-1А	ТИП-2А	ТИП-1В	ТИП-2В	ТИП-1С	ТИП-2С	ТИП-3С	ТИП-1Д	ТИП-2Д
	УСТАНОВКИ С РАДИОНУКЛИДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ФОТОНОВ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ НА РАССТОЯНИИ ОТ ИЗУЧАЕМОГО МАКЕТА ЗАЩИТНОЙ КОМПОЗИЦИИ	УСТАНОВКИ С РАДИОНУКЛИДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ФОТОНОВ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ ВНУТРИ ИЛИ НА ПОВЕРХНОСТИ ИЗУЧАЕМОГО МАКЕТА ЗАЩИТНОЙ КОМПОЗИЦИИ.	УСТАНОВКИ С РАДИОНУКЛИДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ НЕЙТРОНОВ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ НА РАССТОЯНИИ ОТ ИЗУЧАЕМОГО МАКЕТА ЗАЩИТНОЙ КОМПОЗИЦИИ.	УСТАНОВКИ С РАДИОНУКЛИДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ НЕЙТРОНОВ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ ВНУТРИ ИЛИ НА ПОВЕРХНОСТИ ИЗУЧАЕМОГО МАКЕТА ЗАЩИТНОЙ КОМПОЗИЦИИ.	УСТАНОВКИ С ИСТОЧНИКАМИ И γ ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСКОРИТЕЛЯХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НА РАССТОЯНИИ ОТ ИЗУЧАЕМОГО МАКЕТА.	УСТАНОВКИ С ИСТОЧНИКАМИ И γ ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСКОРИТЕЛЯХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, РАСПОЛОЖЕННЫХ ВНУТРИ ИЛИ НА ПОВЕРХНОСТИ МАКЕТА.	УСТАНОВКИ С ИСТОЧНИКАМИ ФОТОНОВ В ВИДЕ КОНВЕРТОРОВ ИЗ МАТЕРИАЛОВ С ВЫСОКИМ СЕЧЕНИЕМ ЗАХВАТА, УСТАНОВЛИВАЕМЫХ НА ТЕПЛОВЫХ КОЛОННАХ С РАДИОНУКЛИДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ НЕЙТРОНОВ.	УСТАНОВКИ С ИСТОЧНИКАМИ ФОТОНОВ В ВИДЕ КОНВЕРТОРОВ ИЗ МАТЕРИАЛОВ С ВЫСОКИМ СЕЧЕНИЕМ ЗАХВАТА, УСТАНОВЛИВАЕМЫХ НА ТЕПЛОВЫХ КОЛОННАХ РЕАКТОРОВ.	ОСТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ НА РЕАКТОРАХ С ИСТОЧНИКАМИ НЕЙТРОНОВ И ФОТОНОВ
УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТОЧНИКА ФОТОНОВ	ИЗОТРОПНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ, СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ, СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ	
УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПАДАЮЩЕГО НА МАКЕТ	БЛИЗКО К МОНОПРАВЛЕННОМУ, СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ	БЛИЗКО К МОНОПРАВЛЕННОМУ, СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ	БЛИЗКО К МОНОПРАВЛЕННОМУ, СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ, СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ, СЛОЖНОЕ	ИЗОТРОПНОЕ, СЛОЖНОЕ	
МОДЕЛИРУЕМАЯ ФОРМА ИСТОЧНИКА	ТОЧЕЧНЫЙ, ПРОТЯЖЕННЫЙ, П.О., П.Б.	ТОЧЕЧНЫЙ, ПРОТЯЖЕННЫЙ, П.О., П.Б.	ТОЧЕЧНЫЙ, ПРОТЯЖЕННЫЙ, П.О., П.Б.	ТОЧЕЧНЫЙ, ПРОТЯЖЕННЫЙ, П.О., П.Б.	ТОЧЕЧНЫЙ, П.О., П.Б.	ТОЧЕЧНЫЙ, ПРОТЯЖЕННЫЙ, П.О., П.Б.	ТОЧЕЧНЫЙ, П.О., П.Б.	ТОЧЕЧНЫЙ, П.О., П.Б.	ОБЪЕМНЫЙ, П.О., П.Б.
ИНДЕКС	Иг-А-1А	Иг-А-2А	Иг-В-1В	Иг-В-2В	Иг-С-1С	Иг-С-2С	Иг-С-3С	Иг-Д-1Д	Иг-Д-2Д

**Таблица 7 КЛАССИФИКАЦИЯ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ (ИНТЕГРАЛЬНЫХ) ЭКСПЕРИМЕНТОВ
ПО ФИЗИКЕ ЗАЩИТЫ**

КЛАСС ЭКСПЕРИМЕНТОВ	КЛ.СС-А ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПРОХОЖДЕНИЮ НЕЙТРОНОВ И ФОТОНОВ В СПЛОШНЫХ ЗАЩИТНЫХ КОМПОЗИЦИЯХ.							
	I-БАЗОВЫЙ	I-БАЗОВЫЙ II-МОДЕЛЬНЫЙ	I-БАЗОВЫЙ	I-БАЗОВЫЙ II-МОДЕЛЬНЫЙ III-ПОЛНОМАСШТАБНЫЙ	I II III	I II III	I II III	
ВИДЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ								
ТИПЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ	ТИП-1А ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ОДНОМЕРНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ: а- ТОНКИЕ СФЕРЫ в- ТОЛСТЫЕ СФЕРЫ	ТИП-2А ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ОДНОМЕРНОЙ ПОЛУБЕСКОНЕЧ- НОЙ ГЕОМЕТРИИ	ТИП-3А ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ОДНОМЕРНОЙ ГЕОМЕТРИИ - ТОНКИЙ ЦИЛИНДР	ТИП-4А ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ДВУМЕР- НОЙ ГЕОМЕТРИИ - МАКЕТ БЕЗ ДОПОЛНИТ. ЗАЩИТЫ а- ЦИЛИНДР в- КОНУС (ДВУМЕРН. ВАР) с- ШАР В ЦИЛИНДРЕ. д- ЦИЛИНДР В ЦИЛИНДРЕ е- СЛОЖНЫЙ, ЗАДАЧИ С ЗАПОЛНЕННЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ж- ВОПРОСЫ АЛЬБЕДО ОТ ПЛОСКИХ ПОВЕРХ- НОСТЕЙ	ТИП-5А ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ДВУ- МЕРНОЙ ГЕОМЕТРИИ - МАКЕТ ОКРУЖЕН ДОПОЛ- НИТЕЛЬНОЙ ЗАЩИТОЙ а- ЦИЛИНДР в- ЦИЛИНДР В ЦИЛИНДРЕ с- СЛОЖНЫЙ, ЗАДАЧИ С ЗАПОЛНЕННЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ	ТИП-6А ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ТРЕХ- МЕРНОЙ ГЕОМЕТРИИ - МАКЕТ БЕЗ ДОПОЛНИТЕЛЬ- НОЙ ЗАЩИТЫ а- ПРИЗМА, КУБ в- ШАР В ПРИЗМЕ с- ЦИЛИНДР В ПРИЗМЕ д- ПРИЗМА В ПРИЗМЕ е- СЛОЖНАЯ, ЗАДАЧИ С ЗАПОЛНЕН. НЕОДНОРОДН. ж- ЭКСПЕРИМЕНТЫ С СЛАН- ТОМАМИ з- ВОПРОСЫ АЛЬБЕДО ОТ ПЛОСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ	ТИП-7А ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ТРЕХ- МЕРНОЙ ГЕОМЕТРИИ - МАКЕТ ОКРУЖЕН ДОПОЛ- НИТЕЛЬНОЙ ЗАЩИТОЙ. а- ПРИЗМА в- ЦИЛИНДР В ПРИЗМЕ с- ЦИЛИНДР В ПРИЗМЕ д- СЛОЖНАЯ, ЗАДАЧИ С ЗАПОЛНЕН. НЕОДНОРОДН. ж- ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ФАНТОМАМИ	
ТИП СРЕДЫ ЗАЩИТ- НОЙ КОМПОЗИЦИИ	1(а,в), 2(а,в), 3(а,в)	1(а,в), 2(а,в), 3(а,в)	1(а,в), 2(а,в), 3(а,в)	1(а,в), 2(а,в), 3(а,в)	1(а,в), 2(а,в), 3(а,в)	1(а,в), 2(а,в), 3(а,в)	1(а,в), 2(а,в), 3(а,в)	
ИНДЕКС В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВИДА	Б	A(n _{ннн})-I-1A(a)-1x	A(n _{ннн})-I-2A-1x	A(n _{ннн})-I-3A-1x	A(n _{ннн})-I-4A(a)-1x	A(n _{ннн})-I-5A(a)-1x	A(n _{ннн})-I-6A(a)-1x	A(n _{ннн})-I-7A(a)-1x
	М		A(n _{ннн})-II-2A-1x		A(n _{ннн})-II-4A(a)-1x	A(n _{ннн})-II-5A(a)-1x	A(n _{ннн})-II-6A(a)-1x	A(n _{ннн})-II-7A(a)-1x
	П				A(n _{ннн})-III-4A(a)-1x	A(n _{ннн})-III-5A(a)-1x	A(n _{ннн})-III-6A(a)-1x	A(n _{ннн})-III-7A(a)-1x

Таблица 8. КЛАССИФИКАЦИЯ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ (ИНТЕГРАЛЬНЫХ) ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ФИЗИКЕ ЗАЩИТЫ.

КЛАСС ЭКСПЕРИМЕНТОВ	КЛАСС - В ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПРОХОЖДЕНИЮ НЕЙТРОНОВ И ФОТОНОВ ЧЕРЕЗ ЗАЩИТНЫЕ КОМПОЗИЦИИ С НЕОДНОРОДНОСТЯМИ					
ВИДЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ	I - БАЗОВЫЙ	I	I	I	I	
	II - МОДЕЛЬНЫЙ	II	II	II	II	
	III - ПОЛНОМАШТАБНЫЙ	III	III	III	III	
ТИПЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ	ТИП 1В	ТИП 2В	ТИП 3В	ТИП 4В	ТИП 5В	
		ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ЭЛЕМЕНТАРНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ А - ПОЛЫЕ В - ЗАПОЛНЕННЫЕ 1- ПРЯМОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ КАНАЛ 2- ПРЯМОЙ КОЛЬЦЕВОЙ ЦИЛИНДР. КАНАЛ 3- ПРЯМАЯ ПЛОСКАЯ ЩЕЛЬ 4- ДРУГИЕ КОНФИГУРАЦИИ 5- АЛБЕДО ОТ КРИВОЛИНЕЙНЫХ ПОВЕРХ.	ЭКСПЕРИМЕНТЫ С УСЛОЖНЕННЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ А - ПОЛЫЕ В - ЗАПОЛНЕННЫЕ С - КОМБИНИРОВАННЫЕ 1- ЦИЛИНДР. КАНАЛЫ 2- КОЛЬЦЕВЫЕ Ц. КАНАЛЫ 3- ПЛОСКИЕ ЩЕЛИ. 4- ДРУГИЕ КОНФИГУРАЦИИ X - С ИЗГИБОМ Y - СО СДВИГОМ Z - С УСТУПОМ У - СРЕДА ДО Э.Н. У - СРЕДА ПОСЛЕ Э.Н.	ЭКСПЕРИМЕНТЫ СО СЛОЖНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ I РОДА А - ПОЛЫЕ В - ЗАПОЛНЕННЫЕ С - КОМБИНИРОВАННЫЕ 1- ЦИЛИНДРИЧ. КАНАЛЫ 2- КОЛЬЦЕВЫЕ Ц. КАНАЛЫ 3- ПЛОСКИЕ ЩЕЛИ 4- ДРУГИЕ КОНФИГУРАЦИИ X - С ИЗГИБАМИ Y - СО СДВИГАМИ Z - С УСТУПАМИ K - КОМБИНАЦИИ X, Y, Z (N) - ЧИСЛО СЕКЦИЙ	ЭКСПЕРИМЕНТЫ СО СЛОЖНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ II РОДА А - ПОЛЫЕ В - ЗАПОЛНЕННЫЕ С - КОМБИНИРОВАННЫЕ (N) - ЧИСЛО НЕОДНОРОДНОСТЕЙ 1- СИСТЕМЫ С Э.Н. 2- СИСТЕМЫ С У.Н. 3- СИСТЕМЫ СО СЛ.Н. I РОДА 4- СИСТЕМЫ ИЗ КОМБИНАЦИЙ 1, 2, 3	ЭКСПЕРИМЕНТЫ СО СЛОЖНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ III РОДА. А - С УПОРЯДОЧЕННЫМ РАСПОЛОЖЕНИЕМ ПУСТОТ ИЛИ ЗАПОЛНИТЕЛЕЙ В - СО СЛУЧАЙНЫМ РАСПОЛОЖЕНИЕМ ПУСТОТ ИЛИ ЗАПОЛНИТЕЛЕЙ
ТИП СРЕДЫ ЗАЩИТНОЙ КОМПОЗИЦИИ	1(А,В), 2(А,В), 3(А,В)	1(А,В), 2(А,В), 3(А,В)	1(А,В), 2(А,В), 3(А,В)	1(А,В), 2(А,В), 3(А,В)	1(А,В,Г), 3(Г)	
ИНДЕКС В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВИДА	Б.	$V(n \text{ или } \delta) - I - 1B(\alpha 1) - 1\alpha$	$V(n \text{ или } \delta) - I - 2B(\alpha 1x) - 1\alpha$	$V(n \text{ или } \delta) - I - 3B(\alpha 1xN) - 1\alpha$	$V(n \text{ или } \delta) - I - 4B(\alpha N1) - 1\alpha$	$V(n \text{ или } \delta) - I - 5B(\alpha) - 1\delta$
	М.	$V(n \text{ или } \delta) - II - 1B(\alpha 1) - 1\alpha$	$V(n \text{ или } \delta) - II - 2B(\alpha 1x) - 1\alpha$	$V(n \text{ или } \delta) - II - 3B(\alpha 1xN) - 1\alpha$	$V(n \text{ или } \delta) - II - 4B(\alpha N1) - 1\alpha$	$V(n \text{ или } \delta) - II - 5B(\alpha) - 1\delta$
	П.	$V(n \text{ или } \delta) - III - 1B(\alpha 1) - 1\alpha$	$V(n \text{ или } \delta) - III - 2B(\alpha 1x) - 1\alpha$	$V(n \text{ или } \delta) - III - 3B(\alpha 1xN) - 1\alpha$	$V(n \text{ или } \delta) - III - 4B(\alpha N1) - 1\alpha$	$V(n \text{ или } \delta) - III - 5B(\alpha) - 1\delta$

ТАБЛИЦА 9 КЛАССИФИКАЦИЯ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ (ИНТЕГРАЛЬНЫХ) ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ФИЗИКЕ ЗАЩИТЫ.

КЛАСС ЭКСПЕРИМЕНТОВ	КЛАСС - С ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПРОХОЖДЕНИЮ НЕЙТРОНОВ И ФОТОНОВ В НИШАХ, ЛАБИРИНТАХ, ОБЪЕМАХ			
ВИДЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ	I - БАЗОВЫЙ	I	I	I
	II - МОДЕЛЬНЫЙ	II	II	II
	III - ПОЛНОМАШТАБНЫЙ	III	III	
ТИПЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ	ТИП - 1С ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ЭЛЕМЕНТАРНЫХ НИШАХ: а - ЦИЛИНДР в - ПРИЗМА с - ДРУГИЕ КОНФИГУРАЦИИ. ф - ФАНТОМЫ В НИШАХ.	ТИП - 2С ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ЛАБИРИНТАХ: а - ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ с - ПРИЗМЫ с - ДРУГИЕ КОНФИГУРАЦИИ. ф - ФАНТОМЫ В ЛАБИРИНТАХ (N) - ЧИСЛО СЕКЦИИ	ТИП - 3С ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ОБЪЕМАХ.	ТИП - 4С ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПРОБЛЕМЕ ОПТИМИЗАЦИИ ЗАЩИТ. а - ПО СТОИМОСТИ в - ПО ВЕСУ с - ПО ГАБАРИТАМ.
ТИП СРЕДЫ ЗАЩИТНОЙ КОМПОЗИЦИИ	I (α, β)	1 (α, β)	1 (α, β)	
ИНДЕКС В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВИДА	Б. С(п или л) - I - 1С(α) - 1α	С(п или л) - I - 2С(α) - 1α	С(п или л) - I - 3С(α) - 1α	С(п или л) - I - 4С(β)
	М. С(п или л) - II - 1С(α) - 1α	С(п или л) - II - 2С(α) - 1α	С(п или л) - II - 3С(α) - 1α	С(п или л) - II - 4С(β)
	П. С(п или л) - III - 1С(α) - 1α	С(п или л) - III - 2С(α) - 1α	С(п или л) - III - 3С(α) - 1α	

Таблица 10. классификация защитных композиций по составу.

ТИП-1 ГОМОГЕННЫЕ ОДНОСЛОЙНЫЕ	ТИП-2 ГЕТЕРОГЕННЫЕ ДВУХСЛОЙНЫЕ	ТИП-3 ГЕТЕРОГЕННЫЕ СЛОЖНЫЕ
РАЗРЯД- α - ОДНОЭЛЕМЕНТНЫЕ α -МНОГОИЗОТОПНЫЕ β -ОДНОИЗОТОПНЫЕ	РАЗРЯД- α - ДВУХСЛОЙНЫЕ, СОС- ТОЯЩИЕ ИЗ ДВУХ СЛОЕВ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ	РАЗРЯД- α - МНОГОСЛОЙНЫЕ
РАЗРЯД- β - МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ	РАЗРЯД- β - ЧЕРЕДУЮЩИЕСЯ ДВУХСЛОЙНЫЕ	РАЗРЯД- β - СЛОЖНЫЕ, С ПРОИЗВОЛЬНЫМ НАБОРОМ СЛОЕВ, БЛОКОВ И Т. Д.
РАЗРЯД- γ - ОДНОСЛОЙНЫЕ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИ- ЕСЯ СРЕДНЕЙ ПЛОТ- НОСТЬЮ ПО МАКЕ- ТУ		РАЗРЯД- γ - СЛОЖНЫЕ, МНОГО- ЗОННЫЕ - КАЖДАЯ ЗОНА ХАРАКТЕРИ- ЗУЕТСЯ СРЕДНЕЙ ПЛОТНОСТЬЮ.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

Секция 4. Погрешности расчетов защиты,
чувствительность результатов расчетов

УДК 621.039.51

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ РАСЧЕТА ЗАЩИТЫ

В. П. Жарков

Научно-исследовательский институт энерготехники, г. Москва

THE ESTIMATION UNCERTAINTIES OF SHIELDING CALCULATIONS. The method estimation uncertainties of shielding calculations based on combination integral (responses) and differential (transport and dosimeter cross-sections, fission spectra, biases-calculational method corrections) is described. The most informant element of this analysis is relative sensitivities of all the integral parameters to all of the differential parameters. Required sensitivities are obtained through application of the chain rule: sensitivities of integral parameters to of the differential defined as product sensitivities of integral parameters to of the group flux and sensitivities of the group flux to of the differential parameters.

Method is allowed to calculate differential parameters matrix the integral parameters to each differential parameters and then summary covariance matrix. The examples of analysis of uncertainties are presented for some experiments and the calculational covariance matrices compared with experimental.

Анализ неопределенностей для расчета погрешностей защиты строится на концепции интегральных (отклик детектора) и дифференциальных (транспортные и дозиметрические сечения, функция источника и смещения - параметры, учитывающие влияние факторов моделирования) параметров. Каждый дифференциальный параметр α в многогрупповой форме представляет собой G-мерный вектор, компоненты которого имеют погрешности как случайного, так и систематического характера. Несмотря на различную природу этих погрешностей, будем применять к ним выводы математической статистики.

Как известно [1], полную информацию о погрешности G -мерного вектора дает ковариационная матрица погрешностей $C_{\alpha\alpha}$, которая содержит не только величину погрешностей компонент вектора, но и корреляционные связи между ними.

Таким образом, основной задачей анализа неопределенностей является расчет ковариационных матриц для каждого дифференциального параметра. Ключевым элементом анализа являются профили чувствительности, в которых собственно и заключена проблемная зависимость.

Погрешность определения какого-либо интегрального параметра (функционала) R от малых изменений дифференциальных параметров можно представить в виде:

$$\frac{\vec{\delta R}}{R} = \sum_{g=1}^G \frac{\vec{\partial R}}{\partial \alpha^g} \cdot \frac{\alpha^g}{R} \cdot \frac{\delta \alpha^g}{\alpha^g} = \sum_{g=1}^G P_{\alpha}^g \cdot \frac{\delta \alpha^g}{\alpha^g} \equiv \vec{P}_{\alpha}^R \cdot \frac{\vec{\delta \alpha}}{\alpha}, \quad (1)$$

где P_{α}^g - элементы вектора профиля чувствительности,

$\frac{\vec{\delta \alpha}}{\alpha}$ - вектор погрешностей дифференциальных параметров, и при выводе формулы мы воспользовались формальным разложением $R(\alpha + \delta \alpha)$ в ряд с точностью до двух членов.

Среднеквадратичная погрешность функционала, полученная из статистической выборки возможных оценок дифференциальных параметров, определяется тогда следующим образом:

$$\frac{\delta R}{R} = \sqrt{E \left[\frac{\delta R}{R} \right]^2} = \sqrt{E \left[\sum_{g, g'=1}^G P_{\alpha}^g \cdot P_{\alpha'}^{g'} \cdot \frac{\delta \alpha^g}{\alpha^g} \frac{\delta \alpha^{g'}}{\alpha^{g'}} \right]}, \quad (2)$$

где $E[x]$ - обозначает математическое ожидание величины x .

Поскольку профили чувствительности постоянны для данного статистического анализа, то окончательно:

$$\frac{\delta R}{R} = \sqrt{\sum_{g, g'=1}^G P_{\alpha}^g \cdot P_{\alpha'}^{g'} \cdot E \left[\frac{\delta \alpha^g}{\alpha^g} \cdot \frac{\delta \alpha^{g'}}{\alpha^{g'}} \right]}, \quad (3)$$

где $E \left[\frac{\delta \alpha^g}{\alpha^g} \cdot \frac{\delta \alpha^{g'}}{\alpha^{g'}} \right]$ - элементы ковариационной матрицы дифференциального параметра $\vec{\alpha}$, рассматриваемого как многомерный вектор.

Полученное выражение в матричном виде выглядит следующим образом:

$$\frac{\delta R}{R} = \sqrt{P_{\alpha} \cdot C_{\alpha\alpha} \cdot P_{\alpha}^{R+}}, \quad (4)$$

где знак (+) обозначает транспонирование.

Таким образом, для определения погрешности расчета функционала R необходимо иметь в наличии рассчитанные профили чувствительности и ковариационные матрицы погрешностей $C_{\alpha\alpha}$ для каждого дифференциального параметра.

Элементы этой положительно определенной и симметричной матрицы определяются общепринятым образом:

$$C_{ij} = \text{corr}(\alpha_i, \alpha_j) \cdot \frac{\Delta\alpha_i}{\alpha_i} \cdot \frac{\Delta\alpha_j}{\alpha_j},$$

где $\text{corr}(\alpha_i, \alpha_j)$ - коэффициент корреляции компонент α_i и α_j , $-1 \leq \text{corr}(\alpha_i, \alpha_j) \leq 1$. Поскольку обычно ищется межгрупповая корреляция погрешностей дифференциальных параметров, то имеет смысл называть такие матрицы автокорреляционными.

Определение автокорреляционных матриц $C_{\alpha\alpha}$, как правило, представляет собой нетривиальную задачу. Для транспортных и дозиметрических сечений полная информация по ковариационным матрицам в файле оцененных ядерных данных в формате ENDF/B-V (фрагменты в файле 33 ENDF/B-IV). Переработанную в многогрупповую формулу эту информацию можно получить из литературы [1,2] или накопить собственную библиотеку.

При определении ковариационной матрицы для функции источника необходимо принять во внимание ее форму представления во всех расчетах защиты с фиксированным источником:

$$Q^g(\vec{r}) = \kappa^g \cdot \psi^g(\vec{r}), \quad (6)$$

где κ^g и ψ^g - энергетическое (обычно спектр деления) и пространственное распределение источников.

Тогда по аналогии с теорией ошибок:

$$\frac{\delta Q}{Q} = P_{\kappa}^0 \frac{\delta \kappa^g}{\kappa^g} + P_{\psi}^0 \frac{\delta \psi^g}{\psi^g},$$

и ковариация $\delta Q/Q$ определяется следующим образом:

$$\left\langle \frac{\delta Q}{Q} \cdot \frac{\delta Q^+}{Q} \right\rangle = P_{\kappa}^0 \left\langle \frac{\delta \kappa}{\kappa} \cdot \frac{\delta \kappa^+}{\kappa} \right\rangle P_{\kappa}^{0+} + P_{\psi}^0 \left\langle \frac{\delta \psi}{\psi} \cdot \frac{\delta \psi^+}{\psi} \right\rangle P_{\psi}^{0+}, \quad (8)$$

где использовано вполне правдоподобное предположение, что $\delta \psi/\psi$ и $\delta \kappa/\kappa$ не

коррелируют, знак $\langle \rangle$ означает статистическое усреднение и

$$\frac{\delta k}{k} \cdot \frac{\delta k^+}{k} \rangle \equiv C_{kk} \quad \text{и} \quad \langle \frac{\delta \psi}{\psi} \cdot \frac{\delta \psi}{\psi} \rangle \equiv C_{\psi\psi}.$$

Обычно полагают, что $\psi^g(\vec{r})$ не зависит от номера группы и перекрестная корреляция между распределениями в группах отсутствует, тогда $C_{\psi\psi}$ просто диагональная матрица, где на диагонали стоят среднеквадратичные погрешности ψ^g .

Матрица C_{kk} вычисляется гораздо сложнее и ее целесообразно взять из литературы [2].

Смещения определяются как отношение значений групповых потоков в возмущенной и невозмущенной задачах (например, два последовательных расчета по программам ДОТ-Ш и АТИКА).

Элементы соответствующей автокорреляционной матрицы определялись, как обычно, причем коэффициент корреляции брался равным 0,75.

Техника определения профилей достаточно подробно описана в литературе [3], и здесь стоит обратить внимание только на следующий факт.

Часто легче определять составные профили, нежели считать сразу искомый. Например, профиль $P_{k^q}^R$ можно рассчитать следующим образом:

$$P_{k^q}^{R1} \equiv \frac{k^q}{R_1} \frac{\partial R_{1D}}{\partial k^q} = \sum_{q \geq q'}^G \left[\frac{\Phi^q}{R_1} \frac{\partial R_1}{\partial \Phi^q} \right] \left[\frac{k^q}{\Phi^q} \cdot \frac{\partial \Phi^q}{\partial k^q} \right] \equiv P_{\Phi}^R \cdot P_k^{\Phi}, \quad (10)$$

$$\text{где } P_{\Phi}^R = \sum_{q=1}^G \frac{\Phi^q \Sigma^q}{R},$$

а P_k^{ψ} определяется в результате решения одной прямой и G сопряженных задач от единичного источника в каждой группе в месте расположения детектора.

В качестве примера использования анализа неопределенностей он был использован для анализа базовых экспериментов с водой.

Поскольку эксперимент допускал одномерную интерпретацию, то все расчеты производились с помощью программы ANISN с библиотекой CASK-40.

В таблице приведены результаты такого анализа, где наряду с полной погрешностью определения скорости счета каждого порогового детектора определяется еще и парциальная, для каждого дифференциального параметра отдельно.

Как хорошо видно из таблицы, роль доминирующего дифференциального параметра меняется в зависимости от энергетического порога реакции. Особенно наглядно это видно на примере спектра деления.

Независимый вклад дифференциальных параметров
в полную расчетную погрешность

Тип реакции	Вклад дифференциального параметра			Полная погрешность
	$\sigma_{\Sigma}^{\bullet}$ доз	$\sigma_{\kappa}^{\bullet}$	σ_{ν}^{\bullet}	
$Np^{237} (n, f)$	$7,20 \cdot 10^{-3}$	$2,70 \cdot 10^{-3}$	$6,30 \cdot 10^{-3}$	$1,52 \cdot 10^{-2}$
$U^{238} (n, f)$	$6,38 \cdot 10^{-5}$	$3,38 \cdot 10^{-3}$	$6,33 \cdot 10^{-3}$	$9,77 \cdot 10^{-3}$
$In^{115} (n, n')$	$2,28 \cdot 10^{-3}$	$2,99 \cdot 10^{-3}$	$6,36 \cdot 10^{-3}$	$1,16 \cdot 10^{-2}$
$Ni^{58} (n, p)$	$1,24 \cdot 10^{-3}$	$4,12 \cdot 10^{-3}$	$6,42 \cdot 10^{-3}$	$1,18 \cdot 10^{-2}$
$Al^{27} (n, p)$	$6,27 \cdot 10^{-3}$	$5,79 \cdot 10^{-3}$	$6,55 \cdot 10^{-3}$	$1,90 \cdot 10^{-2}$
$Al^{27} (n, \alpha)$	$7,30 \cdot 10^{-4}$	$9,62 \cdot 10^{-3}$	$6,73 \cdot 10^{-3}$	$1,71 \cdot 10^{-2}$

$\sigma_{\Sigma}^{\bullet}$ доз, $\sigma_{\kappa}^{\bullet}$ — погрешности, обусловленные сечением реакции, спектром деления и смещением, соответственно.

Список литературы

1. Айвазян С. А., Енюков И. С., Мешалкин Л. Д. Прикладная статистика М.: Финансы и статистика 1983.
2. Maerker R. E., Wagnon T. T., Broadhead B. L. Development and demonstration of an advanced methodology for LWR dosimeter applications. EPRI NP-2188, December 1983.
3. Воловиков В. Ш., Дикарева О. Ф., Жарков В. П., Нечета М. Е. Двумерный анализ чувствительности. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1986. Вып. 7.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

МЕТОД КОРРЕКТИРОВКИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

В. П. Жарков, А. В. Столяров

Научно-исследовательский институт энерготехники, г. Москва

METHOD OF ADJUSTMENTS INTEGRAL AND DIFFERENTIAL PARAMETERS BASED ON BENCHMARK EXPERIMENTS. Method of adjustments integral and differential parameters based on the benchmark experiments and generalized linear least squares technique is realized in computer code "CORONA". Benchmark measurements of shielding composition with water, steel and water-steel mixture is used, Covariance matrices for transport and dosimeter cross-sections were read from special prepared library of covariance matrices in standard 82 group structure. The adjusted covariance matrices, differential and integral parameters, group flux and dominant contributor to uncertainties is computed.

Анализ погрешностей расчета показывает, что экспериментальные погрешности обычно малы по сравнению с расчетными. Поэтому естественной выглядит возможность использования более точных экспериментальных данных для исправления (корректировки) расчетных интегральных параметров (функционалов от потока). Информация, полученная в результате прецизионных базовых экспериментов, может быть учтена с помощью методов корректировки, использующих идею общих дифференциальных параметров (транспортных и дозиметрических сечений, функции источника и т. д.), существующих для различных радиационных полей. Неопределенности расчета групповых потоков, как наиболее элементарной характеристики поля излучения, будут выражаться через неопределенности дифференциальных параметров:

$$\frac{\delta\phi_1^q}{\phi_1^q} = \sum_{n=1}^N \left[\frac{\partial\phi_1^q}{\partial\alpha_n} \frac{\alpha_n}{\phi_1^q} \right] \cdot \frac{\delta\alpha_n}{\alpha_n} \quad (1)$$

$$\frac{\delta\phi_2^q}{\phi_2^q} = \sum_{n=a}^N \left[\frac{\partial\phi_2^q}{\partial\alpha_n} \frac{\alpha_n}{\phi_2^q} \right] \cdot \frac{\delta\alpha_n}{\alpha_n},$$

где ϕ_1^q и ϕ_2^q - групповые потоки в полях 1 и 2 и суммирование производится по всем дифференциальным параметрам α_n .

Поскольку одни и те же дифференциальные параметры используются для вычисления групповых потоков в разных полях, то эти потоки будут коррелированы.

Формально схема корректировки может быть реализована в рамках обобщенного метода наименьших квадратов [1] при ограничении линейным представлением вариации интегрального параметра при возмущении дифференциального. Метод позволяет получить не только скорректированные оценки α' и R' [1]:

$$\alpha' = \alpha + \begin{bmatrix} C_{\alpha R} & -C_{\alpha\alpha} \cdot S^{R+} \end{bmatrix} \cdot C_{dd}^{-1} \cdot d \quad (1)$$

$$R' = R + \begin{bmatrix} C_{RR} & -C_{R\alpha} \cdot S^{R+} \end{bmatrix} \cdot C_{dd}^{-1} \cdot d, \quad (2)$$

но и скорректированные ковариационные матрицы погрешностей:

$$C'_{\alpha\alpha} = C_{\alpha\alpha} - \begin{bmatrix} C_{\alpha R} & -C_{\alpha\alpha} \cdot S^{R+} \end{bmatrix} \cdot C_{dd}^{-1} \begin{bmatrix} C_{R\alpha} & -S^{R+} \cdot C_{\alpha\alpha} \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$C'_{RR} = C_{RR} - \begin{bmatrix} C_{RR} & -C_{R\alpha} \cdot S^{R+} \end{bmatrix} \cdot C_{dd}^{-1} \begin{bmatrix} C_{RR} & -S^{R+} \cdot C_{\alpha R} \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$C'_{\alpha R} = C_{\alpha R} - \begin{bmatrix} C_{\alpha R} & -C_{\alpha\alpha} \cdot S^{R+} \end{bmatrix} \cdot C_{dd}^{-1} \begin{bmatrix} C_{RR} & -S^{R+} \cdot C_{\alpha R} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где S^R и S^{R+} — профили чувствительности интегрального параметра R к дифференциальному α (знак "+" означает транспонирование);

$C_{RR}, C_{\alpha\alpha}$ — ковариационные матрицы погрешностей для дифференциальных α и интегральных R параметров;

$C_{\alpha R}$ — ковариационная матрица, отражающая связь интегральных и дифференциальных параметров, $C_{dd} = S^R \cdot C_{\alpha\alpha} \cdot S^{R+} + C_{RR} - S^R \cdot C_{\alpha R} \cdot C_{\alpha R} \cdot S^{R+}$.

Важное значение в анализе корректировки имеет и величина

$$\chi^2 = d^+ \cdot C_{dd}^{-1} \cdot d, \quad (6)$$

которая при $C_{\alpha R} = 0$ и одном интегральном параметре

$$\chi^2_{\text{инд}} = \left[\begin{array}{c} R \\ R_{\text{вкс}} \end{array} \begin{array}{c} -R \\ R_{\text{вкс}} \end{array} \right]^2 \Bigg/ \left[C_{RR} + S^R \cdot C_{\alpha\alpha} \cdot S^{R+} \right] \quad (7)$$

может служить мерой индивидуальных отношений для проверки качества исходного анализируемого материала и позволяет провести предварительную селекцию, удалив, например, те данные, для которых $\chi^2_{\text{инд}} \geq 3$.

В соответствии с формализмом корректировки весь процесс состоит из следующих самостоятельных этапов:

1. Анализ и отбор проблемно связанных с данной задачей базовых экспериментов и расчет ковариационных матриц погрешностей измерений.
2. Расчет базовых экспериментов и проведение анализа чувствительности и вычисление профилей.
3. Определение ковариационных матриц для каждого дифференциального параметра и полной ковариационной матрицы погрешностей расчета.
4. Определение скорректированных параметров и ковариационных матриц.
5. Анализ результатов и выделение доминирующих источников погрешностей.

Отдельные этапы корректировки (расчет ковариационных матриц, профилей чувствительности и реализация обобщенного метода наименьших квадратов) реализованы в вычислительной программе *CORONA* (язык Фортран для ЕС ЭВМ).

В качестве теста для испытания предлагаемой методики решалась задача корректировки сечений реакций и групповых потоков для макета железобетонной композиции. Поскольку источником в этой композиции был легководный реактор, а исследуемая композиция должна содержать воду и сталь, то в анализ были включены базовые эксперименты по воде и железу [3], выполненные на исследовательском водо-водяном реакторе. В качестве интегральных параметров выбирались скорости реакций пороговых детекторов, как наиболее точно измеряемые физические параметры. В состав дифференциальных параметров входили транспортные сечения (входящие в уравнение переноса), сечения реакции, функция источника и смещения. Способы расчета автокорреляционных матриц более подробно описаны в [1]. Ковариационные матрицы для базовых экспериментов составлялись на основе литературных данных [3]. Все расчеты проводились в одномерной геометрии с помощью программы *ANISN* в S_3S_8 -приближении. Профили чувствительности определялись с помощью программы *EXTRASENSE-1d* [4], а составные профили, как, например, $P_{\sum_m}^{R1} = P_{\phi}^{R1} \cdot P_{\sum_m}^{\phi}$, где $P_{\sum_m}^{\phi}$ - матрица чувствительности групповых потоков ϕ^q к транспортному сечению \sum_m^q , определяемая в результате G сопряженных и одного прямого расчета по программе *ANISN* и $P_{\phi}^{R1} = \sum_q \left[\frac{\phi}{R} \sum_m^q \right]^q$ - определялись в программе *CORONA*.

На первом этапе корректировки проверялось качество 18 измерений с помощью критерия $\chi_{инд}^2$ (см. табл. 1).

Для всех трех экспериментов имеем значение $\chi_{инд}^2 \leq 2$, т.е. совместимых в пределах двух среднеквадратичных погрешностей. Переходя к более

детальному анализу результатов корректировки, необходимо отметить следующее:

- почти для всех анализируемых случаев корректированные значения A_1 и интегральных потоков ближе к эксперименту, чем исходные расчетные значения (табл. 1 и 2), причем как в случае прямой корректировки, так и определения $A_1 = \sum \sigma_i \cdot \Phi_i$. Встречающиеся исключения связаны с занижением экспериментальных оценок (реакция $Al^{27}(n, \alpha)$ для воды и железа и $In^{115}(n, n')$ для макета ЖВЗ) [3];

- наиболее заметные изменения в дифференциальных параметрах наблюдаются для сечения реакции $Ni^{58}(n, p)$ - завышение на 11%, $Al^{27}(n, p)$ - занижение до 30% для всех базовых и завышение до 15% для спектра деления U^{238} для энергий $E_n \geq 4$ МэВ.

Все результаты согласуются с выводами работы [2] и рекомендациями МАГАТЭ;

- в результате корректировки удалось существенно уменьшить погрешности результирующей ковариационной матрицы по сравнению с заданной. Среднеквадратические погрешности уменьшаются от 1,2 до 2,8 раз, но характер корреляционных связей меняется несущественно;

- рассчитанная матрица $C_{\alpha R}$ полезна не только тем, что помогает понять роль различных дифференциальных параметров, но и при наличии рассчитанных профилей позволяет сразу получить корректированные значения (1), минуя стадию довольно трудоемких вычислений;

- кроме автономной корректировки трех экспериментов была произведена корректировка объединенной совокупности для улучшения результатов расчета макета.

По рекомендациям [2] это должно привести к более эффективным результатам, хотя бы за счет увеличения статистики. Но испытания показали, что, хотя погрешности в этом случае действительно еще более уменьшаются, но абсолютные значения корректированных параметров не лежат ближе к эксперименту. Это объясняется тем, что точность измерений в базовых экспериментах не выше, чем в макете, и, следовательно, эффективность корректировки лежит не просто в увеличении статистики измерений, а в увеличении числа измерений с высокой точностью и проблемно связанных между собой.

Список литературы

1. Maerkev R.E., Wagshall I.I., Broadhead B.L. Development and demonstration of an advanced methodology for LWR dosimetry applications. EPRINP-2188, December 1983.
2. Maerkev R.E., Wagshall I.I., Broadhead B.L. Application of the LEPRICON unfolding procedure to ANR-1. //Nucl.Sci.Eng. 93,2, 1986, 137.
3. Веселкин А.П., Васильев Г.А., Орлов Ю.В. Базовый эксперимент для отработки программ расчета защиты. //РБЭС. 1986. Вып.6. С.156.
4. Воловиков В.П., Дикарева О.Ф., Жарков В.П., Нетеча М.Е. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1986. Вып.7. С.3.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ "ТЕОРИИ ВКЛАДОВ" ДЛЯ АНАЛИЗА
ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КАНАЛОВ НАТЕКАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАЩИТЕ

О. Ф. Дикарева, В. П. Жарков, М. Е. Нетеча

Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники, г. Москва

USE OF SPATIAL CHANNEL THEORY APPLIED TO REACTOR SHIELDING ANALYSIS. On the basis of analytical expressions for folding spherical harmonic representations of the forward and adjoint transport flux solution have been derived expressions for contribution flux and currents for X-Y and R-Z geometries. Following the analogy with incompressible fluid flow defined a stream function used for graphical description contribution current and streamlines. Code CAT (channel analysis theory) compute contribution flux and current, the streamlines of contribution flow and estimates of the contribution and relative importance of the different physical region. Some examples are given to illustrate basic results.

"Теория вкладов" [1-3] является удобным практическим инструментом, позволяющим проводить анализ пространственных каналов натекания излучения в защите. В ее основе лежат два основополагающих понятия: плотности потока

$$C(r) = \iint \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \cdot \psi^*(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\vec{\Omega} dE \quad (1)$$

и плотности тока "вкладов"

$$\vec{D}(\vec{r}) = \iint \vec{\Omega} \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \cdot \psi^*(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\vec{\Omega} dE, \quad (2)$$

где ψ и $\psi^*(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ - прямое и сопряженное решение уравнения переноса.

Используя многогрупповое приближение и разложение функций ψ и $\psi^*(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ в ряд по сферическим гармоникам, (1) приводится к следующему виду:

$$C(\vec{r}) = \sum_{g=1}^G \sum_{l=0}^L (2l+1) \cdot (-1)^l \sum_{m=0}^l \Phi_1^m(\vec{r}) \cdot \Phi_1^m(\vec{r}), \quad (3)$$

где G и L - число групп и порядок разложения углового потока по сферическим

гармоникам; Φ_1^m и Φ_1^m - угловые моменты прямой и сопряженной функций, присутствие множителя $(-1)^l$ необходимо только в том случае, когда сопряженная задача решается аналогично прямой при инверсии $\vec{\Omega} \rightarrow -\vec{\Omega}$ (как, например, в программе ДОТ-Ш).

Поскольку \vec{D} является векторной величиной, то необходимо вычислять проекции \vec{D} на координатные оси в соответствии с проекциями $\vec{\Omega}$:

$$\Omega_x(\Omega_r) = \mu \equiv \cos\theta, \Omega_y(\Omega_z) = \sqrt{1-\mu^2} \cos\varphi \equiv \cos\theta \cdot \cos\varphi \quad (4)$$

для X-Y (R-Z) геометрий.

Используя опять разложение по сферическим гармоникам ψ и ψ^* и переходя к многогрупповому представлению, получим:

$$\begin{aligned} D_x^g(D_r^g) = & \frac{1}{2} \left\{ \sum_{l=1}^L \sum_{m=0}^l (-1)^l \cdot \phi_1^m \cdot \phi_{l-1}^{m-1} \cdot \sqrt{(1+\delta_{m1})(m+1-1)(m+1)} + \right. \\ & + \sum_{l=0}^{L-1} \sum_{m=0}^l (-1)^l \cdot \phi_1^m \cdot \phi_{l+1}^{m+1} \cdot \sqrt{(1+\delta_{m0})(m+1+1)(m+2)} - \\ & - \sum_{l=1}^{L-1} \sum_{m=1}^l (-1)^l \cdot \phi_1^m \cdot \phi_{l+1}^{m-1} \cdot \sqrt{(1+\delta_{m1})(1-m+1)(1-m+2)} - \\ & \left. - \sum_{l=2}^L \sum_{m=0}^{l-2} (-1)^l \cdot \phi_1^m \cdot \phi_{l-1}^{m+1} \cdot \sqrt{(1+\delta_{m0})(1-m-1)(1-m)} \right\} \quad (5) \end{aligned}$$

и

$$D_y^g(D_z^g) = \frac{1}{2} \sum_{l=0}^{L-1} (-1)^l \sum_{m=0}^{L-1} \sqrt{(l+1)^2 - m^2} \left\{ -\phi_1^m \cdot \phi_{l+1}^m + \phi_{l+1}^m \cdot \phi_1^m \right\} \quad (6)$$

где все обозначения прежние. Выражения для D_x^g и D_y^g приводятся полностью, несмотря на громоздкий вид, поскольку интегрирование в (2) - элементарная, но трудоемкая работа, и возможны алгебраические ошибки (как в [4], где эти выражения получены, по-видимому, впервые). Рассчитав скалярное $S(\vec{r})$ и векторное $\vec{D}(\vec{r})$ поля, можно судить о вкладе в искомый функционал любой пространственной точки, лежащей внутри замкнутой поверхности, включающей прямую S и S^* сопряженный источники, а также говорить о "дрейфе" гипотетических "частиц-вкладов" (contribution) внутри защитной композиции.

Полученная на основе этих данных графическая картина позволяет иметь качественное представление о каналах натекания излучения. Чтобы придать ей более количественный характер, следует обратиться к физическому смыслу понятия "тока вкладов" \vec{D} . Из основного уравнения "теории вкладов" [3]:

$$\nabla \vec{D} = Q, \quad (7)$$

где $Q = \iint (\vec{\phi} \cdot \vec{S} - \phi \cdot \vec{S}^*) d\vec{n} dE$, следует, что "вклады" можно рассматривать как несжимаемую жидкость. Тогда по аналогии с несжимаемой жидкостью можно ввести понятие функции тока [4]:

$$\frac{\partial F}{\partial x} = -D_y \quad \text{и} \quad \frac{\partial F}{\partial y} = D_x \quad (8)$$

$$F = - \int_0^{X_{\max}} D_y(x, y) dx \equiv \int_0^{Y_{\max}} D_x(x, y) dy = R, \quad (9)$$

если под X_{\max} и Y_{\max} понимать граничные значения координат по соответствующим осям. При этом необходимо иметь в виду, что (9) выполняется, если только указанные координатные линии лежат на контуре, замыкающем либо прямой, либо сопряженный источники, и остальная часть контура проходит по внешней границе, имеющей граничные условия отражения или вакуума.

Из (9) следует, что, если отрезки $0-X_{\max}$ и $0-Y_{\max}$ разбить на отдельные участки (границы физических зон, например), то тогда можно получить долю функционала, "проходящего" через каждую из этих зон.

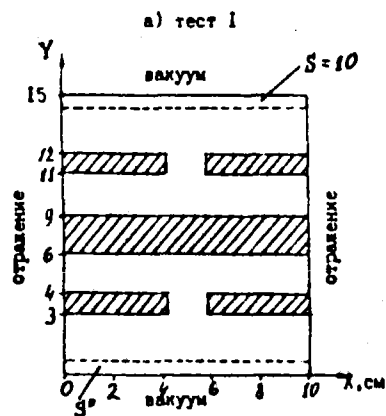
Таким образом, рассчитав поле F , можно затем построить линии уровня так, чтобы расстояние между ними соответствовало бы определенной (4 или 10%, например) доли функционала.

Все описанные выше возможности "теории вкладов" были реализованы в вычислительной программе САГ, использующей моменты углового потока, рассчитанные по программе ДОТ-Ш. Функция рассчитывается в разностном представлении двумя способами:

$$\begin{aligned} F_{i+1, j} &= F_{i, j} - (D_y \cdot \Delta X)_{i, j} \\ F_{i, j+1} &= F_{i, j} + (D_x \cdot \Delta Y)_{i, j} \end{aligned} \quad (1)$$

с соответствующими граничными условиями: $F_{i_0, j} = F_{i, j_0} = 0$.

Необходимо обратить внимание на то обстоятельство, что при численной реализации (10) возможны ошибки расчета моментов углового потока при заданной точности, причем $\phi_1^{m \circ}$, как правило, более чувствительны к выбранной схеме, чем ϕ_1^m . Поэтому расчет по различным координатным линиям в (10) может давать определенный разброс значений, тем больший, чем больше вычислительные ошибки.



□ $\Sigma_x = 3,2759, \Sigma_y = 0,0194$
 $\Sigma_{x0} = 3,2565, \Sigma_{y1} = 0,9097$

▨ $\Sigma_x = 1,1228, \Sigma_y = 0,9328$
 $\Sigma_{x0} = 0,1900, \Sigma_{y1} = 0,0309$
 $[\Sigma] = 1/\text{cm}$

83

Рис. 1. Модельные задачи для тестирования программы САТ.

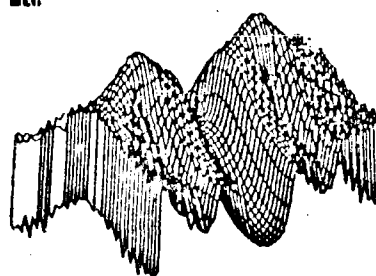
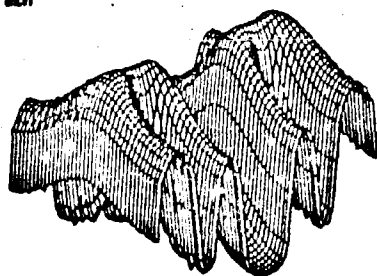
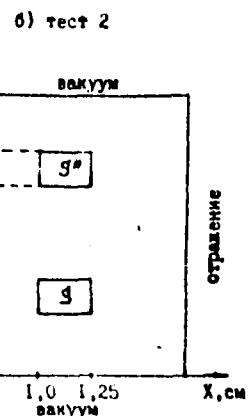


Рис. 3. Тест 1.

Плотность потока и плотность токи вкладов. Изометрия.



$\Sigma_x = 1,0, \Sigma_y = 0,9$
 $\Sigma_{x1} = 0,5$

Доля функционала, протекающая через различные поверхности физических зон для теста I.

Таблица I

Номер поверхности	Ток вклада через поверхность			Сумма по трем зонам
	Зона I	Зона 2	Зона 3	
1	$6,09 \cdot 10^{-7}$ (33,8)*	$5,26 \cdot 10^{-7}$ (29,3)	$6,65 \cdot 10^{-7}$ (37,0)	$1,80 \cdot 10^{-6}$
2	$4,19 \cdot 10^{-7}$ (26,8)	$6,66 \cdot 10^{-7}$ (42,7)	$4,72 \cdot 10^{-7}$ (30,2)	$1,56 \cdot 10^{-6}$
3	$5,75 \cdot 10^{-7}$ (32,0)	$6,04 \cdot 10^{-7}$ (33,6)	$6,21 \cdot 10^{-7}$ (34,6)	$1,80 \cdot 10^{-6}$
4	$5,09 \cdot 10^{-7}$ (33,1)	$2,89 \cdot 10^{-7}$ (31,0)	$3,37 \cdot 10^{-7}$ (36,2)	$9,33 \cdot 10^{-7}$
5	$5,75 \cdot 10^{-7}$ (32,0)	$5,92 \cdot 10^{-7}$ (32,9)	$6,33 \cdot 10^{-7}$ (35,2)	$1,80 \cdot 10^{-6}$
6	$4,14 \cdot 10^{-7}$ (26,7)	$6,70 \cdot 10^{-7}$ (43,2)	$4,67 \cdot 10^{-7}$ (30,1)	$1,55 \cdot 10^{-6}$
7	$6,09 \cdot 10^{-7}$ (33,8)	$5,36 \cdot 10^{-7}$ (29,8)	$6,55 \cdot 10^{-7}$ (36,4)	$1,80 \cdot 10^{-6}$

* - процент от полного значения функционала в последнем столбце таблицы.

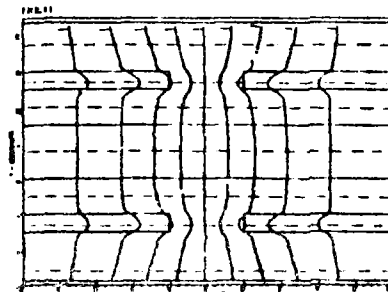


Рис. 2. Тест 1. Функция тока. Изолинии.

Проверка работоспособности программы *CAT* проводилась на двух модельных тестах [4], допускающих наглядную физическую интерпретацию (рис.1). Оба одnogрупповых теста рассчитывались программой DOT 3,5 в $S_8 P_1$ -приближении в X-Y геометрии с пространственной сеткой $\Delta x = \Delta y = 0,025$ см с интегральной точностью 10^{-3} .

В таблице приведены оценки функционала по формуле (9) для 1-го теста в сравнении с оценками, полученными непосредственно из графического представления (рис.2). Точное значение функционала, полученное из расчетов DOT $R = \langle \Phi, Q^* \rangle = 1,79 \cdot 10^{-6}$, хорошо совпадает с оценками по формуле (9), кроме тех случаев, когда выделенные поверхности проходят по зонам с большим поглощением. Наблюдающееся здесь занижение - следствие использования малого (P_1)-приближения.

Поскольку в обоих тестах важна только компонента Dy (Dx примерно на 2-3 порядка ниже вследствие симметричных граничных условий), то можно ожидать, что значения $C(x, y)$ будут по характеру пространственных вариаций и абсолютной величине достаточно близки $|\vec{D}|$ (рис.3).

Результаты для 2-ого теста имеют столь же очевидную физическую интерпретацию.

Приведенные примеры и опыт практического использования программы *CAT* в проектной работе позволяет реализовать ее в качестве полного практического инструмента анализа сложных композиций защиты.

Список литературы

1. Williams M.L., Engle W.W. //Nucl.Sci.Eng. 62,92, 1977.
2. Chilton A.B. //Nucl.Sci.Eng. 63. 219, 1977.
3. Williams M.L. //Nucl.Sci.Eng. 63, 220, 1977.
4. Abu-Shumas I.K., Selva R.L., Shure K. //Proceedings of the topical Meeting on Computational methods on nuclear engineering/Williamsburg, Virginia, April 1979.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ЗАЩИТЫ
БЫСТРОГО РЕАКТОРА

М. А. Берзонис, В. В. Болытко, В. И. Савицкий, Г. Н. Хохлов

Латвийский Государственный университет им. П. Стучки, г. Рига

THE CALCULATIONAL ANALYSIS OF NEUTRON DISTRIBUTION FOR THE TWO-DIMENSIONAL MODEL OF FAST REACTOR SHIELDING. This article is devoted to determination of the main physical relations of the neutron distribution formation in the two-dimensional model of the fast reactor intravessel shielding. The sodium activation in intermediate heat exchanger and stainless-steel radiation damage of construction elements were chosen functionals in question. Two-dimensional calculations of the flux and importance function were carried out with DOT-III code. The main spatial channels of the formation of this functionals were determined and sensitive coefficients of the functionals to cross-sections were calculated with ZAKAT-3 code package.

This results were compared with data obtained in the P_1 -approximation on the basis of the DD-30 code.

Полномасштабная защита быстрого реактора интегрального типа является весьма сложной и протяженной композицией, ее расчеты в неоднородной (двумерной) геометрии по кинетическим программам с использованием многогрупповых систем констант вызывают вычислительные трудности. До настоящего времени в отечественной практике такие расчеты не удавалось проводить как для полномасштабных, так и близких к ним композиций. В данной работе на примере внутрикорпусной защиты быстрого реактора рассматриваются проблемы выбора константного обеспечения и приближений для кинетических расчетов, исследуются основные физические закономерности формирования поля нейтронов, определяются направления будущих исследований.

Выбранная модель защиты реактора на быстрых нейтронах в двумерной R-Z-геометрии представлена на рис. 1, а состав материалов зон и концентрации входящих в них элементов - в табл. 1. Эта модель защиты представляет собой результат обобщения реальных проектных конструкций энергетических реакторов на быстрых нейтронах с интегральной схемой

компоновки оборудования первого контура. Модель составлена в соответствии с требованиями, предъявляемыми к тестовым моделям защиты [1], в радиальном направлении она совпадает с одномерной моделью из [1]. В качестве исследуемых функционалов были выбраны активация натрия в промежуточном теплообменнике и радиационные повреждения стали и графита во внутрикорпусной защите.

Таблица 1

Состав и концентрации материалов зон ($\times 10^{24}$ ядер/см³)

Номер зоны	1	2	3	4	5
Т. К.	900	900	900	700	700
Материал					
Плутоний-239	7,46-4				
Уран-239	7,40-3	1,27-2	9,55-3		
Кислород	1,71-2	2,54-2	1,91-2		
Натрий	7,26-3	5,50-3	7,20-3	4,44-3	4,88-3
Железо	1,24-2	8,42-3	1,24-2	4,83-2	1,03-2
Хром	3,21-3	2,19-3	3,21-3	1,30-2	2,75-3
Никель	2,56-3	1,81-3	2,66-3	6,38-3	1,36-3
Углерод					4,74-2
Номер зоны	6	7	8	9	10
Т. К.	700	700	700	700	700
Материал					
Натрий	2,22-2	1,89-2	7,20-3	8,88-3	1,51-2
Железо		9,06-3	1,24-2	3,62-2	1,93-2
Хром		2,43-3	3,21-3	9,72-3	5,20-3
Никель		1,20-3	2,66-3	4,80-3	2,55-3

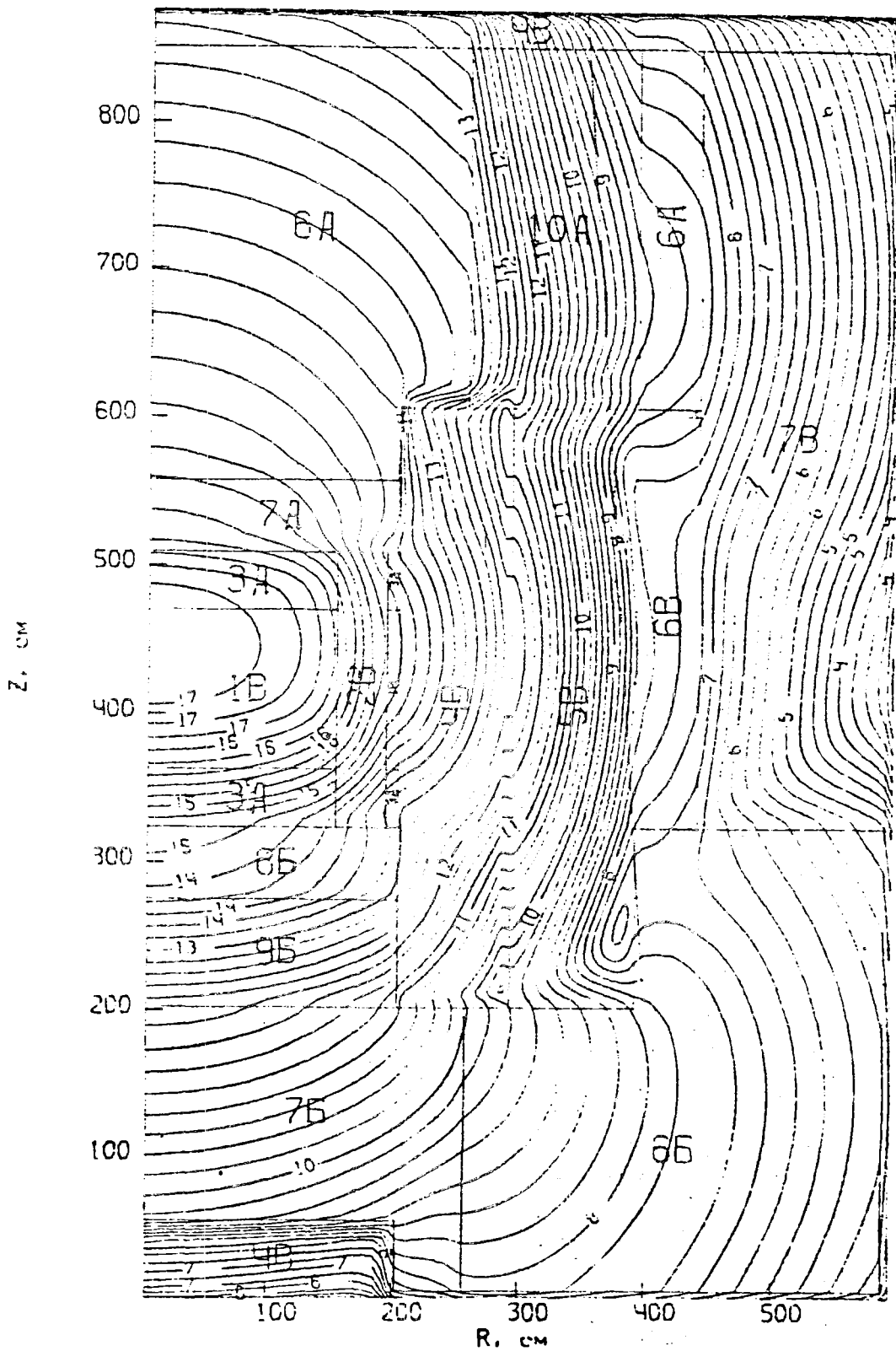


Рис. 1. Геометрия двумерной тестовой модели активационной защиты быстрого реактора и пространственное распределение полной плотности потока нейтронов в ней, рассчитанное по программе DOT-III в S_0P_3 -приближении (на декаду приведено 4 изолинии). Для каждой зоны указан номер материала и использованная для свертки осечной модель (например: 1B - материал 1, усреднение по модели B)

Наряду с кинетическими расчетами проводились используемые при проектировании инженерные расчеты в P_1 -приближении. Таким образом, двумерные расчеты плотности потока и функции ценности выполнялись с помощью инженерного расчетного комплекса ДЦ-30 [2] и программного комплекса ДОТ-Ш [3] в кинетическом DS_n -приближении (см. рис.1). Комплекс программ ЗАКАТ-3 [4] использовался для расчета коэффициентов чувствительности функционалов к сечениям взаимодействия и построения поля потоков вклада (контрибутонов).

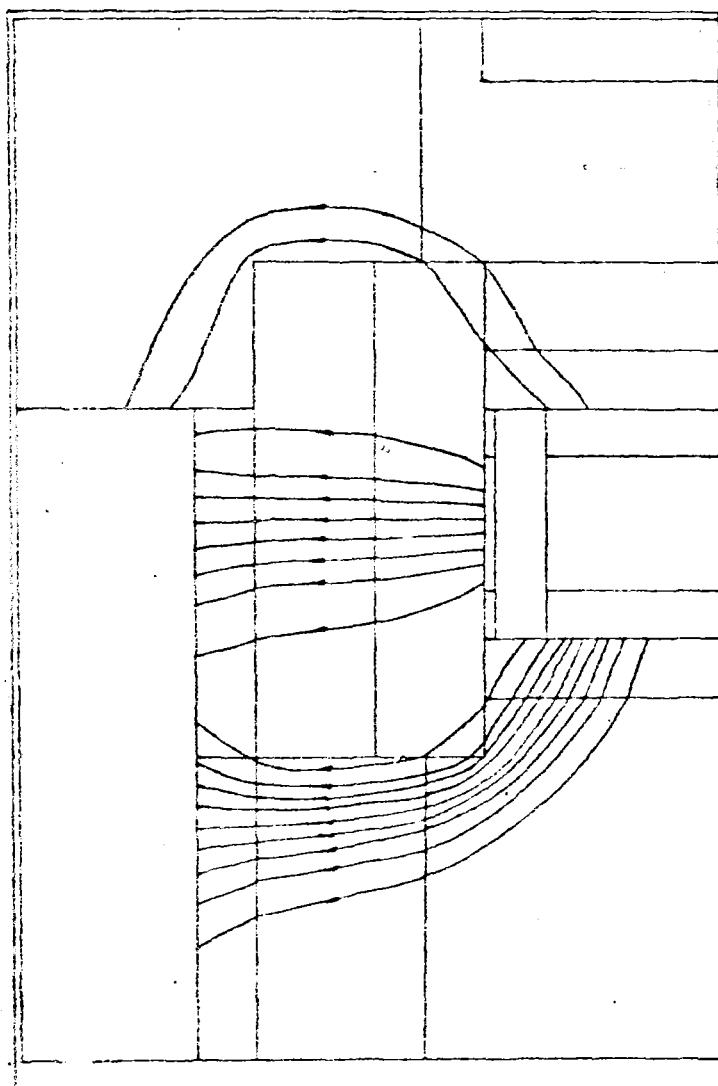


Рис.2. Пространственное распределение тока вклада (контрибутонов) для активации натрия в двумерной тестовой модели. "Трубки вклада" в функционал соответствуют $1/20$ от его значения

При расчетах по комплексу ДД-30 использовалась универсальная система констант БНАБ-78 [4]. В этих расчетах были определены также поля контрибутонов для интегральной активации натрия в теплообменнике. На рис.2 выделены "трубки вклада" в этот функционал интенсивностью $1/20$ от его значения. Для кинетических расчетов по программе ДОТ-Ш в качестве базовой константной системы привлекалась 171-групповая библиотека VITAMIN-C [6]. При этом определенные из инженерных расчетов каналы вклада (рис.2) были использованы при выборе наиболее информативных направлений для одномерных кинетических расчетов на предварительной стадии процедуры. На этой стадии была проведена свертка мультигрупповых констант к 28-групповой пространственно-зависимой системе, совпадающей по энергетическому разбиению с системой БНАБ. Свертка сечений 171-групповой структуры проводилась с помощью комплекса AMPX-II [7] для трех одномерных моделей защиты (табл.2), соответствующих различным направлениям от активной зоны к теплообменнику и составленных с учетом каналов вклада на рис.2. Пространственные распределения плотности делений были взяты из работы [1].

Для двумерных расчетов была выбрана такая пространственная сетка (120x190 узлов при общих размерах 595x895 см), которая обеспечивала при одномерных расчетах точность расчета искомого функционала не хуже 30%. Приближения для индикатрисы рассеяния и угловой сетки анализировались на основе двумерных расчетов в S_4P_{1-} , S_4P_{3-} , S_6P_{3-} приближениях. В указанных пределах влияние выбранного приближения на результат расчета не превышает 5%, в то время как отличие результатов по прямому и сопряженному расчету достигает 30% (табл.3).

В табл.4 приведены коэффициенты чувствительности активации натрия к полному макросечению материалов в зависимости от выбранного приближения расчета. Видно, что различия в значениях коэффициентов, обусловленные выбором приближения расчета, не превышают $\approx 10\%$.

Таблица 2

Одномерные модели защиты

Модель А: направление вверх на теплообменник

Материал	1	3	7	6	10	6	7
R, см	150	40	56	142	141	50	50

Модель Б: направление вниз на теплообменник

Материал	1	3	8	9	7	6	7
R, см	150	40	68	86	55	345	50

Модель В: радиальное направление

Материал	1	2	1	4	5	6	7
R, см	150	40	10	90	100	50	150

Таблица 3

Активация натрия в теплообменнике, 1/с

Приближение расчета	S_{4P_1}	S_{4P_3}	S_{6P_3}
Рассчитываемая задача			
Прямая	9,31-01	1,00	1,00
Сопряженная	6,34-01	6,25-01	6,10-01

Таблица 4

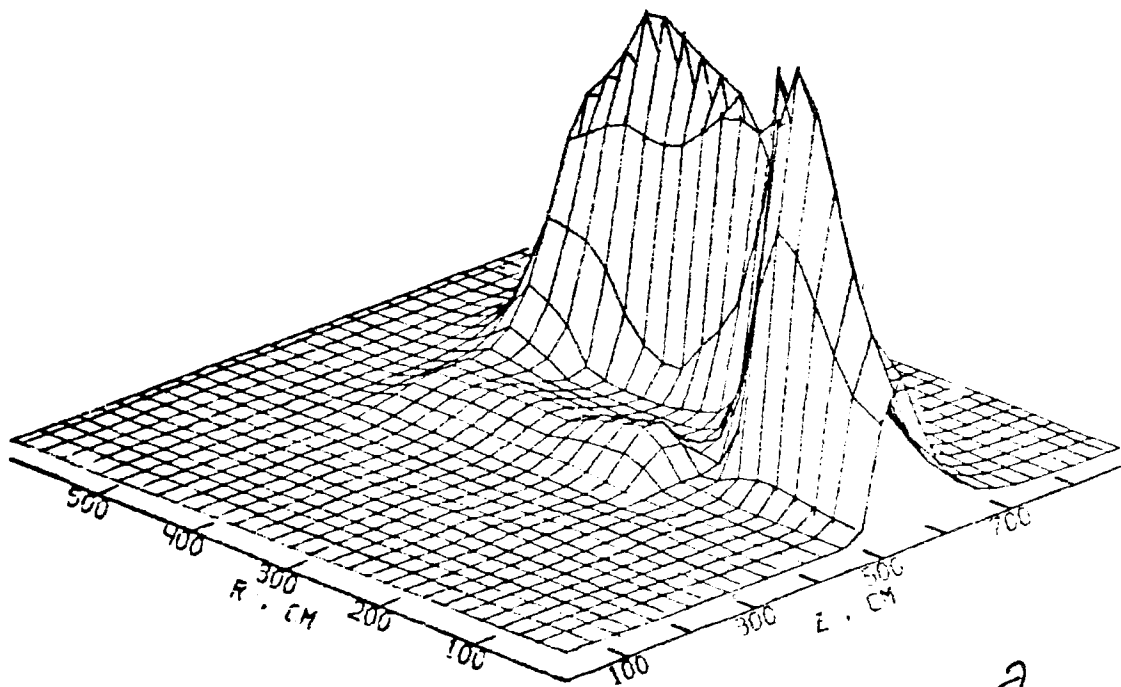
Коэффициенты чувствительности активации натрия к полному макросечению

Модель защиты	Материал зоны	Активация натрия		
		S_{4P_3}	S_{4P_2}	S_{6P_3}
А	3	-5,46	-5,90	-5,91
	7	-1,14-2	-1,27-2	-1,23-2
	6	-8,56-3	-8,82-3	-9,07-3
	10	-6,72	-7,53	-7,60
	6	-5,75-3	-5,58-3	-6,06-3
Б	8	-7,46-2	-7,75-2	-7,81-2
	9	-3,14	-3,65	-3,63
	7	-5,40	-6,01	-6,06
	6	-6,17-1	-6,60-1	-6,68-1
В	1	-1,88-1	-1,84-1	-1,78-1
	2	-2,17-1	-2,26-1	-2,24-1
	4	-2,01	-2,20	-2,12
	5	-2,86	-2,89	-2,96
	6	-3,95-1	-4,26-1	-4,28-1
	7	-7,47-1	-7,82-1	-7,86-1
Сумма		-2,78+1	-3,06+1	-3,07-1

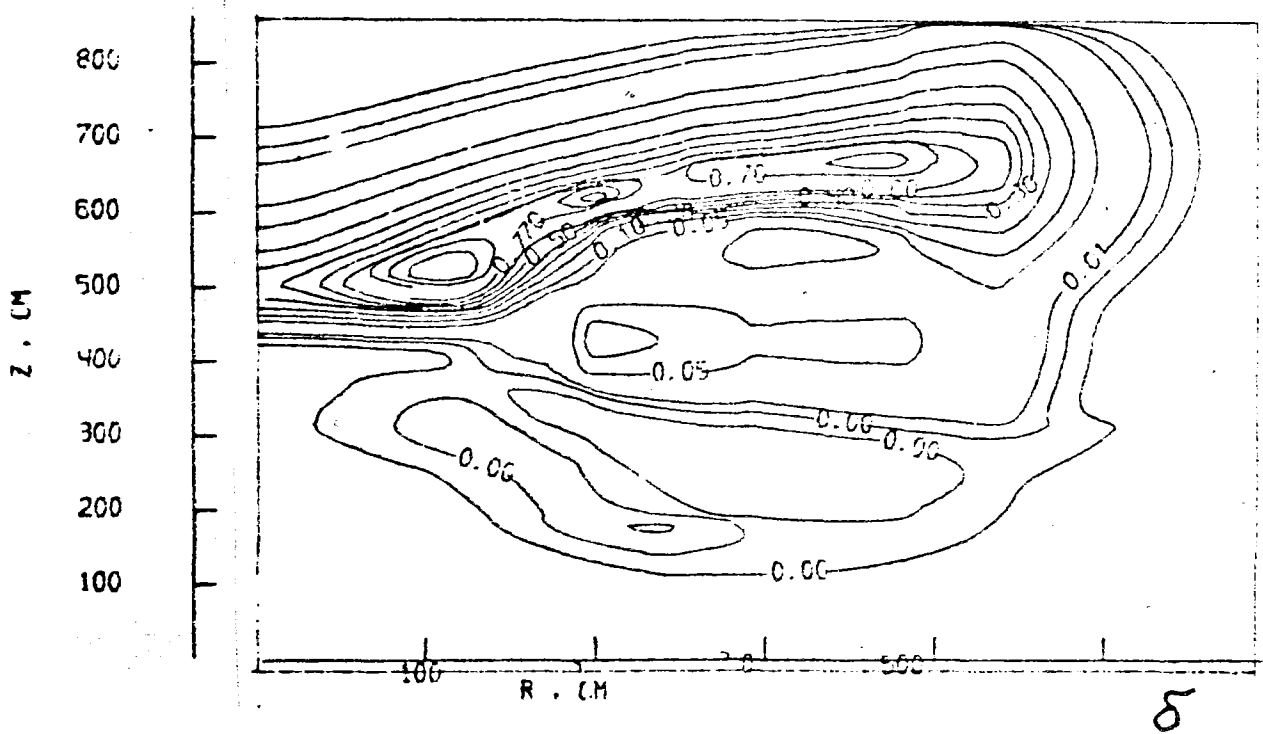
На рис.3 приведены результаты расчетов по комплексу ЗАКАТ-3 величин пространственной канальной теории.

Сравнивая результаты, полученные двумя различными методами, можно отметить следующие основные особенности в формировании поля нейтронов в зоне теплообменника:

1. Распределения нейтронных потоков заметно отличаются. Так, например, для радиального направления на границе зоны теплообменника результаты расчетов в P_1 -приближении по константам БНАБ примерно на порядок превышают соответствующие результаты кинетического расчета. В то же время в районе



a



b

Рис.3. Пространственное распределение потока вклада (а) и изолинии потока вклада (б) для активации натрия в двумерной тестовой модели

вклада натрия в теплообменник величины суммарных потоков приблизительно совпадают. Значение интегральной активации натрия в теплообменнике для диффузионного расчета в 2 раза больше, чем для кинетического.

2. Можно выделить 3 основных канала формирования вкладов в активацию натрия, которые соответствуют одномерным моделям табл.2. Имеется заметное различие в соотношении вкладов, переносимых по разным каналам, в кинетическом и диффузионном расчетах. Для кинетического расчета более 80% потока вклада соответствует направлению вверх на теплообменник, несколько процентов радиальному направлению и менее 1% направлению вниз на теплообменник. Для диффузионного расчета соотношение токов вклада для указанных направлений 45%, 40% и 15% соответственно.

Основной причиной отмеченных расхождений является, несомненно, различие в использованных библиотеках констант. Большого доверия, безусловно, заслуживают специально подготовленные для кинетического расчета проблемно-ориентированные пространственно-зависимые наборы сечений, свернутые в мультигрупповом расчете из системы VITAMIN-C. Использование систем БНАБ без введения поправки в сечение замедления для протяженных композиций с большим содержанием стали (радиальное и нижнее направления) приводит, как это отмечалось ранее, к существенному завышению результата.

Список литературы

1. Савицкий В.И. Одномерные тестовые модели защиты быстрых энергетических реакторов: Препринт ФЭИ-1230, Обнинск, 1982.
2. Миронович Ю.Н. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1983. Вып.4(33). С.28.
3. Mynatt F.R., Engle W.W., Gritzner M.L., Rhoades W.A., Rodgers R.J. DOT-III. Two-Dimensional Discrete Ordinates Radiation Transport Code System. ORNL-TM-4280, 1973.
4. Берзонис М.А., Болятко В.В. //Атомная энергия. 1989. Т.66, вып.4. С.287.
5. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
6. Roussin R.W., Weisbin C.R., White J.E., Greene N.M., Wright R.Q., Wright J.B. VITAMIN-C: STR Processes Multigroup Cross-Section Library for Neutronics Studies. ORNL/RSIC-37, (ENDF-296), 1980.
7. AMPX-II. Modular Code System for Generating Coupled Multigroup Neutron-Gamma-Ray Cross-Sections from Data in ENDF Format, ORNL, PSR-63, 1978, p.624.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА МОЩНОСТИ КЕРМЫ ВТОРИЧНОГО
ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ, ПОЛУЧЕННЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
РАЗЛИЧНЫХ ДАННЫХ О ВЫХОДАХ ВТОРИЧНЫХ ФОТОНОВ

И. Н. Качанов

Московский инженерно-физический институт

COMPARISON OF THE RESULTS OF CALCULATING SECONDARY GAMMA-RADIATION KERMA RATE IN AIR, GAINED BY USING DIFFERENT DATA IN SECONDARY PHOTON RELEASES. When analyzing the results of calculating neutrons and secondary gamma-radiation transport in air held with the Monte-Carlo method using multigroup (49n+15 γ) constants system, being prepared from the VITAMIN-C library, it was payed attention to the fact in the part of a time-dependent spectrum, which corresponds to the fast neutrons transport from an instantaneous source, the secondary photons kerma rate is appreciably less then similar data used by Straker E.A. Direct substitution of cross-sections of secondary gamma-radiation release to data corresponding with those used by Straker E.A. leads up to a satisfactory agreement in the mentioned part of time-independent spectrum.

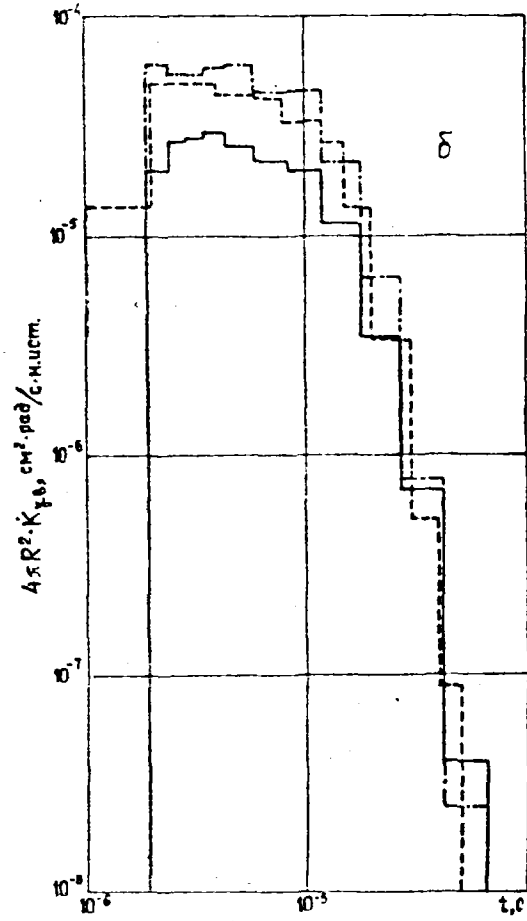
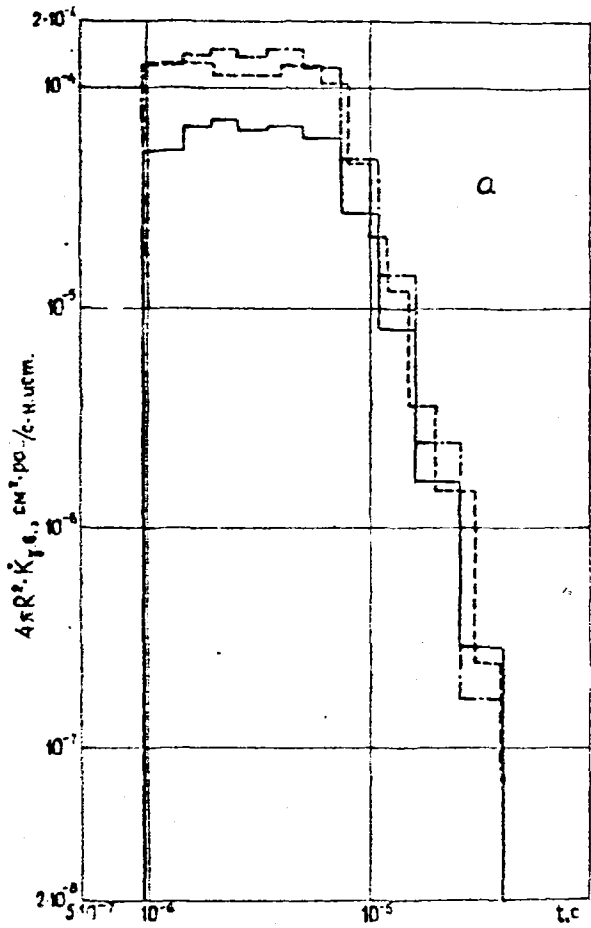
В процессе выполнения расчетов нестационарного переноса нейтронов и вторичного гамма-излучения в атмосфере от точечного изотропного мгновенного нейтронного источника, выполненных с участием автора, их корректность проверялась для интегральных по времени характеристик сравнением с данными работы [1], а для временных зависимостей мощности нейтронной и фотонной кермы - сравнением с результатами работы [2], полученными также методом Монте-Карло.

При анализе результатов расчета обнаружилась следующая картина. В то время, как интегральные по времени пространственные зависимости нейтронной кермы и временные зависимости мощности нейтронной кермы в воздухе удовлетворительно согласуются с результатами работ [1,2], соответственно временные характеристики фотонной кермы в воздухе во временном интервале, соответствующем распространению быстрых нейтронов, существенно отличаются от результатов работы [2].

При поиске возможных причин такого расхождения было выполнено сравнение полных выходов и спектральных характеристик вторичного гамма-излучения, образующего при взаимодействии быстрых нейтронов в воздухе, использованных в расчетах Е. А. Стрейкером [3] и в настоящей работе, (получены сверткой констант из мультигрупповой библиотеки *VITAMIN-C* [4]). Оказалось, что помимо заметных различий в форме спектра использованные Стрейкером данные имеют заметно большие вероятности образования вторичного гамма-излучения при взаимодействиях быстрых нейтронов, особенно при энергиях нейтронов выше 8 МэВ.

Для прояснения ситуации был выполнен пробный расчет для источника нейтронов с энергией 12,2-14,9 МэВ, в котором с целью приближенного моделирования результатов работы [2] были изменены сечения генерации вторичного гамма-излучения. Поскольку, как уже упоминалось, интегральные и дифференциальные временные характеристики переноса нейтронов удовлетворительно согласуются с результатами работ [1,2], то можно предполагать, что и нейтронные сечения достаточно хорошо согласуются. В таком случае для приближенного моделирования результатов работы [2] можно использовать приведенные в работе [3] вероятности образования вторичных фотонов для получения измененных сечений генерации вторичного гамма-излучения. На рисунке результаты работы [2] для двух расстояний 300 и 600 м от точечного изотропного мгновенного источника нейтронов с энергией 12,2 - 15 МэВ сравниваются с двумя расчетами настоящей работы - расчетом, использующим сечения генерации в соответствии с *VITAMIN-C*, и расчетом, в котором сечения генерации увеличены в соответствии с вероятностями выхода из работы [3]. Как видно из рисунка, только лишь увеличение вероятности выхода вторичного гамма-излучения в соответствии с использованными Е. А. Стрейкером приводит к удовлетворительному согласию с результатами работы [2].

Таким образом, главной причиной наблюдавшихся расхождений во временных зависимостях мощности фотонной кермы в той части временного интервала, который соответствует переносу быстрых нейтронов, является значительное расхождение данных по генерации вторичного гамма-излучения между сечениями, использованными Е. А. Стрейкером, и системой констант ($48n+15\gamma$), используемой в настоящей работе и созданной на основе *VITAMIN-C*.



Временное распределение мощности кермы вторичных фотонов в воздухе от мгновенного точечного изотропного источника нейтронов с энергией 12,2-14,9 МэВ на расстоянии 300 м (а) и 600 м (б); ----- - данные работы [2], ————— - результаты настоящей работы с выходами вторичных фотонов из VITAMIN-C, - - - - - результаты настоящей работы с выходами вторичных фотонов по данным работы [4]

Вероятно, целесообразно сделать некоторые предположения о предпочтительности использования той или иной системы констант. Е. А. Стрейкер в расчетах переноса нейтронов использовал сечения из файла ENDF/B 1967 г., а данные по образованию вторичного гамма-излучения компилировал сам на основе (довольно скудных до 1970 г.) опубликованных экспериментальных данных. В то же самое время мультигрупповая система констант VITAMIN-C [4], явившаяся основой для подготовки системы констант для настоящей работы, базируется на файле оцененных данных ENDF/B-1V. Файлы ENDF/-1V для азота и кислорода являются единичными и целостными системами данных по нейтронным реакциям (в том числе реакциям с образованием фотонов), полученными оценкой с использованием экспериментальных данных и теоретических расчетов. Хотя интегральные эксперименты показали, что файлы оцененных данных ENDF/B-1V для азота и кислорода требуют некоторого уточнения [5,6], тем не менее эти файлы под теми же номерами (MAT 1275 и MAT 1276 для азота и кислорода, соответственно) рекомендованы в следующую версию ENDF/B-1V [7]. Мы считаем эту рекомендацию достаточно авторитетной.

Список литературы

1. Straker E. A., Gritzner M. L. Neutron and secondary gamma-ray transport in infinite homogeneous air. Report ORNL-4464, 1969.
2. McGregor B. I., Straker E. A. A study of the effect of source asymmetry on time-dependent neutron and secondary gamma-ray transport in air. Report ORNL-4741, 1972.
3. Straker E. A. //Nucl. Sci. and Eng. 1971, v. 46, No 3, p. 334-355.
4. VITAMIN-C: CTR processes multigroup cross-section library for neutronics studies. / R. W. Roussin, C. R. Weisbin, I. E. White, N. M. Greene, R. Q. Wright, I. B. Wright. - ORNL/RSIC-37(ENDF-296), 1980.
5. Cramer S. N., Oblow E. M. Analysis of neutron scattering and gamma-ray production integral experiments on nitrogen for neutron energies from 1 to 15 MeV. Report ORNL/TM-5220, 1976.
6. Cramer S. N., Oblow E. M. Analysis of a neutron scattering and gamma-ray production integral experiment on oxygen for neutron energies from 1 to 15 MeV. Report ORNL/TM-5535, 1976.
7. ENDF-102. Data formats and procedures for the evaluated nuclear data file, ENDF. Revised by R. Kinsey. Report BNL-NCS-50496 (ENDF-102), 2nd Edition (ENDF/B-V), 1979.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

РАСЧЕТ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В КОНСТРУКЦИЯХ РБМК
ВНЕ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА

А. И. Попыкин, О. С. Фейнберг

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, г. Москва

CALCULATION OF ENERGY RELEASE OF RBMK-REACTOR DESIGN ARRANGED FUEL ZONE OUTSIDE. The energy release from gamma-radiation on tank wall of biological shielding are considered. The energy release calculated with taken into account corrections on resonance absorption and neutron thermalization of DLC-23 library data are changed in limit 15-40 per cent.

В настоящее время в качестве инструмента расчета пространственно-энергетических распределений нейтронов и γ -квантов вне активной зоны реакторов широкое распространение получили такие программы как *ANISN*, *DOT*, используемые совместно с библиотекой нейтронных и γ -констант *DLC-23/CASK*. Библиотека ориентирована на определение потоков нейтронов и γ -квантов вдали от активной зоны водо-водяных аппаратов. Активная зона в этом классе задач может рассматриваться как источник быстрых нейтронов со спектром деления, поэтому детальный расчет пространственно-энергетических распределений полей нейтронов внутри активной зоны не требуется. Нейтроны же тепловых энергий, которые образовались из быстрых вдали активной зоны, как правило, не требуют учета термализации. Поэтому для этого класса задач вполне достаточным в расчете энерговыделений на конструкциях защиты вдали активной зоны можно считать использование такой широкогрупповой библиотеки ($n+\gamma$) - констант как библиотека *CASK*.

Но кроме рассмотренного типа существуют особые типы задач, связанные с особенностями конструкции графитовых реакторов канального типа. К этим задачам относится детальный расчет поля энерговыделения от γ -излучения в отражателе и конструкциях вблизи активной зоны РБМК (например, в стенке бака биологической защиты). Характерной особенностью конструкции РБМК является наличие толстого (100 см) бокового графитового отражателя, что определяет сильно смягченный спектр нейтронов утечки (90% нейтронов с

$E_k < 1$ эВ), служащих источником захватного γ -излучения в элементах конструкций вне активной зоны реактора. Этот факт видимо диктует необходимость детального расчета тепловой и резонансной области энергий нейтронов. Сравнение скоростей поглощения и тепловых потоков в конструкциях РБМК, полученных по программе *WIMS* и по программе *ANISN*, показало их существенные отличия.

Полученные отличия объясняются в основном двумя факторами: малым количеством групп в тепловой области библиотеки *CASK* и различием спектров уран-графитовых и уран-водных систем, так как групповые сечения библиотеки *CASK*, по имеющимся сведениям, получены усреднением по спектру уран-водных композиций. Наиболее простым путем подготовки $(n+\gamma)$, учитывающим характерные особенности спектра РБМК, представляется *CASK* на основании расчета, проводимого по программе *WIMS*. Основной идеей коррекции библиотеки *CASK* была замена групповых сечений поглощения в тепловой и резонансной интервалах энергии на сечения, полученные в результате детального расчета ячейки по программе *WIMS*. При этом в библиотеке *CASK* мы получаем сечения изотопов, усредненные по корректно рассчитанным потокам нейтронов в материалах ячейки РБМК и полностью учитывающие эффекты термализации и блокировки резонансного поглощения в топливе.

Непосредственно коррекция библиотеки *CASK*, производимая с помощью интерфейса *WIMS-CASK*, состоит в следующем: в каждой корректируемой энергетической группе *CASK* σ_a и $\nu\sigma_f$ изотопа заменяются на соответствующие значения, усредненные по среднему (по объему) потоку в канале, рассчитанные по программе *WIMS*. Основным допущением проводимой коррекции является предположение, что изменение σ_{tr} обусловлено только изменением σ_a , в то время как сечения межгрупповых переходов остаются прежними. Для γ -групп библиотеки *CASK* проводится перенормировка источников путем их изменения в $\left[\frac{(\sigma_a)_{WIMS}}{(\sigma_a)_{CASIC}} \right]_1$ раз, то есть источники корректируются на изменение сечения захвата в нейтронной группе, несущей ответственность за рождение γ -кванта с данной энергией. Корректировка констант библиотеки *CASK* проводится в тепловых и резонансных группах, которым соответствуют 15-22 группы *CASK*. При проведении коррекции малогрупповое разбиение энергетической шкалы, в которое сворачиваются скорости реакций в программе *WIMS*, выбирается максимально приближенным к энергетическому разбиению библиотеки *CASK* в группах 15-22 (последние нейтронные группы в библиотеке).

Рассмотрим результаты применения системы коррекции библиотек *CASK* для определения энерговыделения в конструкциях вне активной зоны РБМК. В расчетах использовалась одномерная цилиндрическая модель активной зоны и окружающих конструкций РБМК. На первом этапе рассчитывалась типичная ячейка РБМК по программе *WIMS*, после чего была проведена коррекция сечений библиотеки *CASK* для следующих изотопов: ^{235}U , ^{238}U , H , Fe , Zr , C . На втором этапе вновь сформированная библиотека использовалась для решения задачи на K по программе *ANISN* в P_3S_8 -приближении.

Следует отметить, что энерговыделение за счет замедляющихся нейтронов и γ -квантов сопоставимо лишь в первых 20 см графитового отражателя. Далее энерговыделение за счет нейтронов быстро уменьшается и в последних интервалах метрового графитового отражателя составляет 10^{-3} от энерговыделения за счет γ -излучения. Таким образом, энерговыделение в материалах конструкций вне активной зоны будет полностью определяться γ -излучением. Сравнивались энерговыделения в конструкциях вне активной зоны, полученные по программе *ANISN* в двух случаях:

1) при использовании библиотеки *CASK* с откорректированными константами;

2) при использовании *CASK* без корреляции.

В варианте 2 использована эффективная концентрация ^{238}U - при уменьшении содержания ^{238}U в каналах в 2,5 раза было достигнуто значение $K=1,097$, приблизительно равное значению K , полученному для случая 1. Результаты по расчету энерговыделений приводятся в таблице.

Из таблицы видно, что в первой зоне - графитовом отражателе, отношение расчетных энерговыделений, полученных в варианте 1 и 2 меняется от $\approx 0,7$ для внутренних слоев отражателя до 1,15 для крайних внешних расчетных интервалов. В последующих зонах это отклонение продолжает постепенно расти, достигая $\approx 1,4$ во внутренней стенке бака, и стабилизируется на этом значении. Для исследования роли источника был проведен дополнительный расчет. По программе *ANISN* для рассматриваемой расчетной модели РБМК решалась задача с заданным источником. В качестве источника нейтронов и γ -квантов задавались 40-групповые значения потока в слое активной зоны толщиной 10 см, полученные в расчете 1 (с откорректированной библиотекой *CASK*). Результаты расчета энерговыделений в задаче с источником совпадают со значением энерговыделений, полученным при использовании,

откорректированной библиотеки *CASK* во внутренних слоях графитового отражателя. Далее, отношение значений энерговыделения с откорректированной и с основной библиотекой *CASK* растет по мере роста доли тепловых нейтронов в спектре, достигая $\approx 1,4$ во внутренней стенке бака.

Энерговыделение за счет γ -излучения в конструкциях вне активной зоны РБМК, нормированное на единичное поглощение в системе

№ зоны	R, см	1. <i>ANISN+CASK</i>	2. <i>ANISN+CASK</i>
		с коррекцией $W, \text{Вт/см}^3$	без коррекции $W, \text{Вт/см}^3$
II отражатель	200	$7,56 \cdot 10^{-8}$	$5,44 \cdot 10^{-8}$
Графит	221	$2,01 \cdot 10^{-8}$	$1,57 \cdot 10^{-8}$
	245	$6,76 \cdot 10^{-9}$	$5,98 \cdot 10^{-9}$
	280	$6,96 \cdot 10^{-9}$	$8,29 \cdot 10^{-9}$
IV кожух	310,5	$1,43 \cdot 10^{-8}$	$1,73 \cdot 10^{-8}$
Сталь	311,5	$1,57 \cdot 10^{-8}$	$1,91 \cdot 10^{-8}$
VI внутренняя	439,5	$8,64 \cdot 10^{-8}$	$1,101 \cdot 10^{-8}$
стенка бака	442	$6,21 \cdot 10^{-8}$	$8,3 \cdot 10^{-8}$
Сталь			
VII вода	454	$5,55 \cdot 10^{-9}$	$7,45 \cdot 10^{-9}$
	480	$1,36 \cdot 10^{-9}$	$1,78 \cdot 10^{-9}$
	556	$2,2 \cdot 10^{-11}$	$2,87 \cdot 10^{-11}$
VIII внешняя	557	$1,61 \cdot 10^{-10}$	$2,11 \cdot 10^{-10}$
стенка бака	559	$1,16 \cdot 10^{-10}$	$1,52 \cdot 10^{-10}$

Можно сделать вывод о том, что эффективность проводимой коррекции в боковых конструкциях определяется не коррекцией источника в активной зоне, а изменением теплового сечения захвата в материалах отражателя и конструкций, обусловленных спектральными изменениями. В рассматриваемом случае эта коррекция составляет $\approx 40\%$. Следует отметить, что значение коррекции будет существенно зависеть от толщины графитового отражателя и металлических стенок, температурных режимов работы материала.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ФУНКЦИОНАЛОВ ПОЛЕЙ НЕЙТРОНОВ
И ВТОРИЧНЫХ ФОТОНОВ В ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ ЗАЩИТЫ ТЯР
К СЕЧЕНИЯМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

С. В. Гусев, В. К. Сахаров, А. В. Швецов

Московский инженерно-физический институт

CROSS-SECTION SENSITIVITY OF THE NEUTRONS AND SECONDARY PHOTONS RESPONSES ON THE ONE DIMENSIONAL MODEL OF THE FISSION REACTOR SHIELD. To increase the reliability and the accuracy of the fission reactor shield calculation the cross-section sensitivity of the radiation field responses beyond the shield of fission plant ТСП (Tokamak with the strength magnetic field) was investigated. Relative sensitivity function of the absorption neutron and secondary photon dose beyond the ТСП shield to the total cross-section, absorption cross-section, scattering cross-section and secondary photons production cross-section were obtained by PO3-6.3 and ЗАКАТ-2 codes with the 28-group cross-section library БНАБ and 15-group cross-section library for the secondary photons field calculations. The conclusions were made about the essential difference of the energetic dependence of the relative sensitivity functions for neutrons and secondary photons.

Чувствительность функционалов полей нейтронов и вторичных фотонов к погрешностям сечений взаимодействия исследовалась с целью повышения надежности и точности расчетов защиты термоядерных реакторов, а также изучения закономерностей формирования полей излучений в реальных конструкциях термоядерных установок [1].

В качестве исследуемой защитной композиции была выбрана одномерная плоская модель внешней защиты исследовательской термоядерной установки ТСП (ТОКАМАК с сильным магнитным полем) (рис.1). Модель внешней защиты ТСП состоит из двух геометрических зон, которые моделируют обмотки катушек тороидального магнитного поля и силовой бандаж из стали 65Т16Н7М2Ф3 (см.табл.1), выполняющий также роль защиты от ионизирующих излучений. В расчете секции обмоток катушек тороидального магнитного поля представлялись в виде гомогенной смеси бронзы и полиимида с указанными в табл.2 концентрациями элементов.

Таблица 1

Элементный состав стали 65Т16Н7М2Ф3

Элемент	Fe	Mn	Ni	Mo	V	C
Вес доля, %	71,35	16,0	7,0	2,0	3,0	0,65

Таблица 2

Элементный состав обмоток катушек магнитного поля

	Бронза ($\rho=8,92 \text{ г/см}^3$) 47% по объему			Полиимид ($\rho=1 \text{ г/см}^3$) 53% по объему			
Элемент	Cu	Cr	Zr	C	N	H	O
Вес доля, %	99,53	0,20	0,27	75,0	4,9	3,5	16,6

В качестве исследуемых функционалов были выбраны поглощенная доза нейтронов за защитой ТСП, а также поглощенная доза вторичного фотонного излучения, возникающего в реакциях радиационного захвата и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах. Расчет полей нейтронов и вторичных фотонов проводился по программе РОЗ-6.3 [2] с 28-групповой библиотекой констант БНАБ и 15-групповой библиотекой для расчета полей фотонов. Все расчеты проведены для поверхностного мононаправленного источника мощностью $1/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ с энергией нейтронов 14,1 МэВ, излучение которого падает нормально на внутреннюю поверхность защиты. Спектр нейтронов за защитой ТСП показан на рис. 2.

Расчет функций относительной чувствительности функционала поля излучения R к вариациям входного параметра, определяемой как

$$P_R(x_1) = \frac{\delta R/R}{\delta x_1/x_1},$$

проводился по программе ЗАКАТ-2 [3], основанной на использовании решений прямого и сопряженного уравнения переноса.

Чувствительность поглощенной дозы нейтронов к макросечениям зон и отдельных элементов приведена в табл. 3.

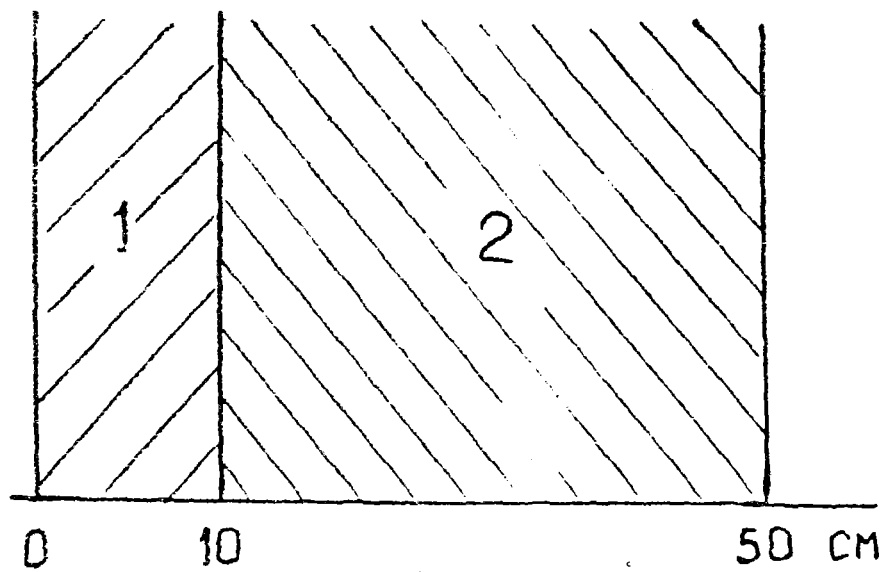


Рис. 1. Одномерная плоская модель защиты ТСП:
 1 - обмотки катушек тороидального магнитного поля; 2 - защита

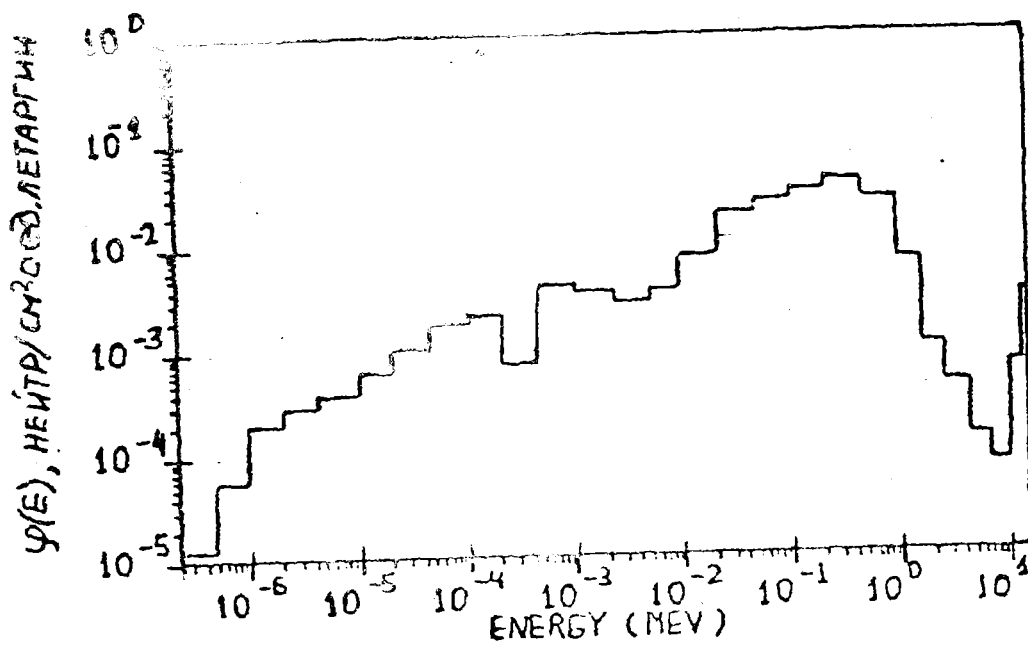


Рис. 2. Спектр нейтронов за защитой ТСП

Таблица 3

Чувствительность поглощенной дозы нейтронов к сечениям процессов взаимодействия для пространственных зон и элементов

	Зона		Вся защита	Cu	Fe	Mn
	1	2				
Σ_a	0,06	-0,27	-0,33	-0,04	-0,15	-0,05
Σ_s	0,75	-3,4	-4,2	-0,52	-1,6	-0,76
$\Sigma_{s,0}$	0,98	-4,0	-5,0	-0,71	-1,9	-0,87
$\Sigma_{s,1}$	0,17	0,5	0,67	0,13	0,28	0,087
$\Sigma_{s,2}$	0,05	0,06	0,11	0,04	0,043	0,01
$\Sigma_{s,3}$	0,007	0,015	0,022	0,006	0,011	0,003

Энергетическая зависимость относительной чувствительности поглощенной дозы нейтронов к сечению поглощения и сечению рассеяния показана на рис.3. Из приведенных данных видно, что определяющий процесс в формировании дозы нейтронов - это рассеяние быстрых и промежуточных нейтронов на ядрах железа, меди и марганца. Данные по чувствительности к гармоникам сечения рассеяния $\rho(\Sigma_{s,e})$ позволяют оценить погрешность расчета $\Delta R/R = \rho(\Sigma_{s,e}) \cdot 100\%$, обусловленную неучетом данного члена разложения.

Видно, что при расчетах в P_3 -приближении индикатрисы рассеяния, погрешность функционала, обусловленная неучетом более высоких гармоник сечения рассеяния $\leq 2,2\%$.

В табл.4 приведены данные о чувствительности поглощенной дозы вторичного фотонного излучения к зонным макросечениям парциальных процессов, а также сечениям отдельных элементов. На рис.4 представлена энергетическая зависимость функций относительной чувствительности поглощенной дозы фотонов к сечению поглощения и рассеяния нейтронов, а также источнику вторичного фотонного излучения для железа.

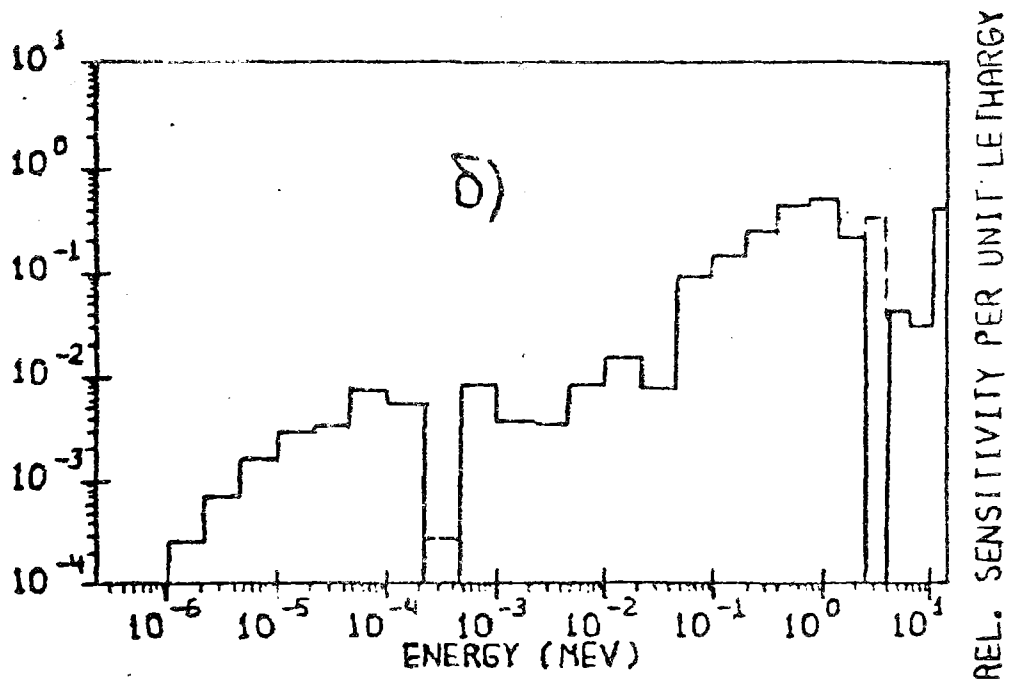
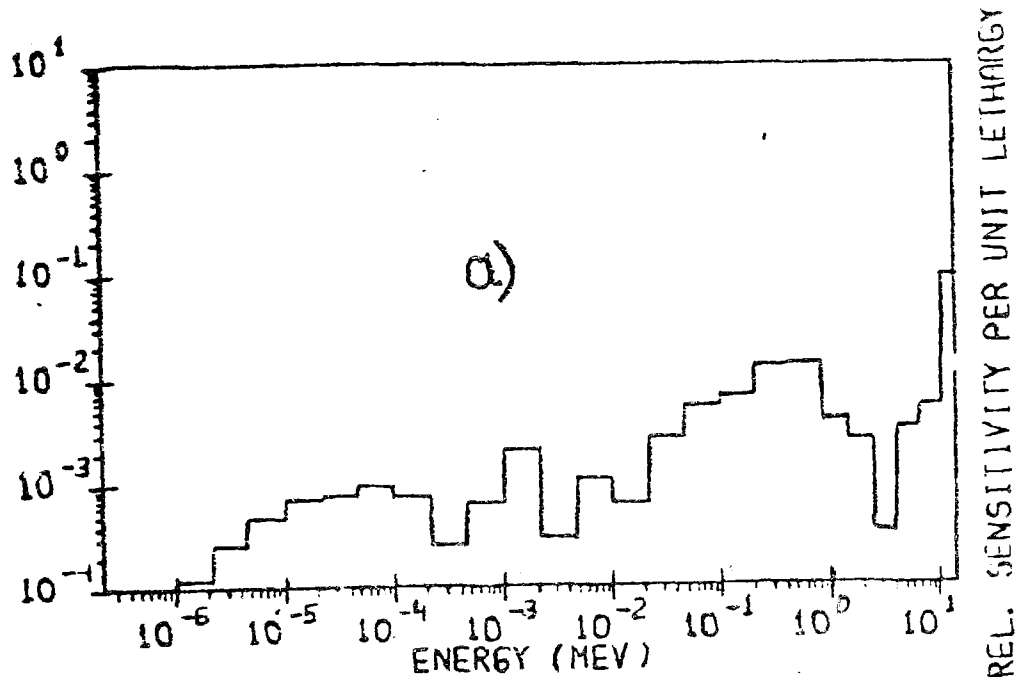
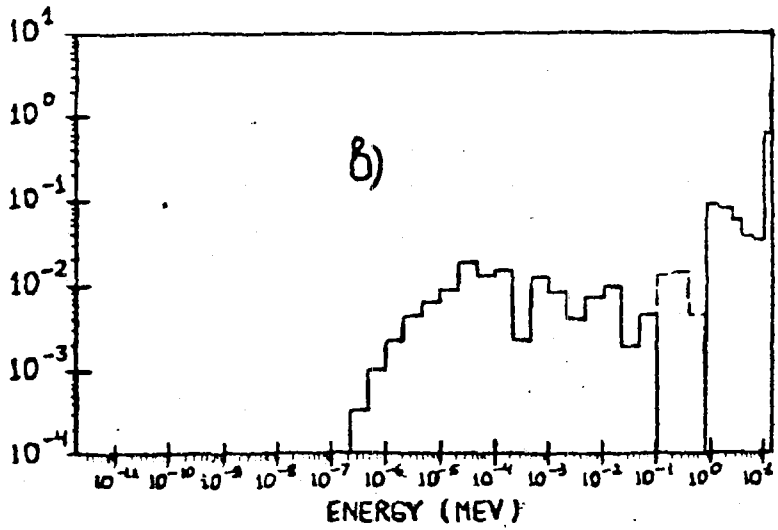
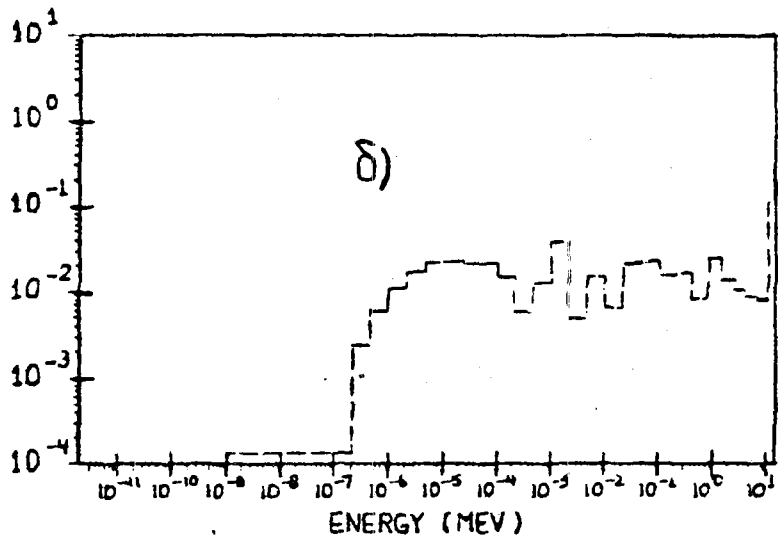
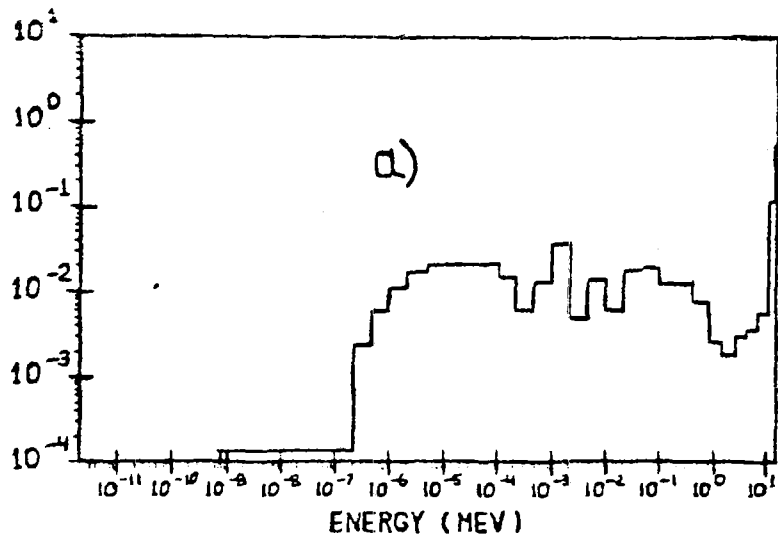


Рис. 3. Энергетическая зависимость относительной чувствительности поглощенной дозы нейтронов за защитой ТСП к парциальным сечениям взаимодействия нейтронов с ядрами железа: а) к сечению поглощения; б) к сечению рассеяния



REL. SENSITIVITY PER UNIT LETHARGY REL. SENSITIVITY PER UNIT LETHARGY REL. SENSITIVITY PER UNIT LETHARGY

Рис. 4. Энергетическая зависимость относительной чувствительности поглощенной дозы вторичных фотонов за защитой ТСП к парциальным сечениям взаимодействия нейтронов с ядрами железа: а) к сечению поглощения; б) к сечению генерации вторичных фотонов; в) к сечению рассеяния

Таблица 4

Чувствительность поглощенной дозы фотонов за защитой ТСП
к макросечениям зон и отдельных элементов

	Зона		Вся защита	Fe	Mn
	1	2			
Σ_{γ}	-0,1	-1,1	-1,2	-0,36	-0,36
Σ_S	-1,0	-2,7	-3,7	-1,8	-0,46
$\Sigma_{n-\gamma}$	-	1,0	1,0	0,31	0,33

Из приведенных данных видно, что на процесс формирования дозы вторичного фотонного излучения влияют как процессы рассеяния, так и процессы поглощения нейтронов во всем исследуемом энергетическом диапазоне. Считая, что при энергии <0,8 МэВ вторичное фотонное излучение для данной композиции рождается в основном в процессах радиационного захвата, а суммарная чувствительность в этом диапазоне составляет 90% полной чувствительности, то можно оценить, что 90% фотонов за защитой ТСП рождается в актах радиационного захвата нейтронов.

Таким образом, можно сделать вывод, что если для корректного расчета дозы нейтронов за защитой ТСП нужно хорошо рассчитывать спектр нейтронов в быстрой и промежуточной области, то для расчета поглощенной дозы фотонов необходимо корректно рассчитывать и область медленных нейтронов.

Список литературы

1. Илюшкин А.И., Линге И.И. и др. //Атомная энергия. Т.56. 1984. С.32.
2. Волощенко А.М., Дубинин А.А. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. физ.и техн. яд.реакт. 1984. Вып.6(43). С.30.
3. Балашов Ю.И., Волощенко А.М., Швецов А.В. ЗАКАТ-2 - система программ для исследования чувствительности функционалов поля излучения в реакторе и защите к сечениям взаимодействия. Инструкция ИПМ АН СССР, М., 1987.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРОГРАММЫ ANISN В ЗАДАЧАХ ПЕРЕНОСА
ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ВОЗДУХ-ЗЕМЛЯ
НА МАЛЫХ ВЫСОТАХ

А. В. Шикин

Московский инженерно-физический институт

APPLICATION OF ANISN CODE TO PROBLEMS OF RADIATION TRANSPORT IN AIR IN THE VICINITY OF AIR-GROUND INTERFACE. Characteristics of radiation field in air are given for a plane isotropical monogroup photon sources in energy region 0.2÷3.0 MeV placed on 1 m high in the vicinity of air-ground interface. The data have been obtained with ANISN code in P_5S_{12} and P_5S_{16} approximations by using VITAMIN-C cross-section library. Using of quadrature formula in integration of differential characteristics over angles for small high is shown to be the main reason of calculation error.

При решении задач распространения излучения в воздухе вблизи границы раздела воздух-земля часто требуется получить характеристики поля на высоте $H=1$ м. Одной из таких задач, которая могла бы найти применение в системах контроля радиационной обстановки, является задача дистанционного измерения характеристик радионуклидных источников. При достаточно равномерном распределении радионуклидов на большой территории эта задача сводится к расчету поля фотонного излучения в воздухе от плоского изотропного источника, что позволяет использовать одномерные программы, реализующие численные методы решения уравнения переноса.

Расчет поля излучения в воздухе вблизи границы раздела воздух-земля для плоских изотропных источников фотонов различной энергии был проведен по программе ANISN [1] в P_5S_{12} и P_5S_{16} -приближениях с использованием групповых макроскопических сечений, полученных на основе библиотеки VITAMIN-C [2].

В табл. 1 представлены интегральные характеристики поля на высоте $H=1$ м и данные по интегральному альбедо грунта, которые позволяют выделить наиболее чувствительные к порядку S_n -приближения параметры и основную составляющую методической погрешности результатов расчета на этой высоте.

Таблица I

Интегральные характеристики поля излучения на высоте $H = 1$ м, интегральное токовое альbedo грунта, рассчитанные по программе ANISN в $P_5 S_{12}$ и $P_5 S_{16}$ - приближениях

ΔE_0 , МэВ	0,2 ÷ 0,3		0,6 ÷ 0,7		1,00 + 1,33		2,5 + 3,0	
Приближе- ние	$P_5 S_{12}$	$P_5 S_{16}$	$P_5 S_{12}$	$P_5 S_{16}$	$P_5 S_{12}$	$P_5 S_{16}$	$P_5 S_{12}$	$P_5 S_{16}$
Ψ , I/cm ² .с	3,147	3,305	3,140	3,303	3,014	3,180	2,811	2,964
Ψ_0 , I/cm ² .с	1,586	1,728	1,431	1,576	1,458	1,606	1,443	1,596
Q_4 (ΔE_2)	0,422	0,423	0,417	0,418	0,383	0,384	0,336	0,338
$\Psi_{\text{ср}}$, I/cm ² .с	3,415	3,431	3,752	3,770	3,736	3,754	3,774	3,792
Ψ_H , I/cm ² .с	1,854		2,043		2,180		2,406	
I , МэВ/cm ² .с	0,572	0,609	1,278	1,378	2,111	2,292	4,555	4,996
I_0 , МэВ/cm ² .с	0,397	0,432	0,931	1,025	1,698	1,871	3,968	4,393
Q_3 (ΔE_0)	0,248	0,248	0,157	0,157	0,106	0,107	0,056	0,057
$I_{\text{ср}}$, МэВ/cm ² .с	0,639	0,641	1,675	1,681	2,953	2,961	7,204	7,220
I_H , МэВ/cm ² .с	0,464		1,328		2,540		6,616	
D , пГр/с	2,49	2,66	5,94	6,41	9,35	10,1	16,0	17,5
D_0 , пГр/с	1,76	1,92	4,38	4,82	7,48	8,24	13,5	14,9
Q_2 (ΔE_0)	0,227	0,227	0,148	0,149	0,109	0,109	0,007	0,007
$D_{\text{ср}}$, пГр/с	2,79	2,80	7,81	7,84	13,1	13,1	24,9	25,0
D_H , пГр/с	2,06		6,25		11,2		22,5	

Данные приведены для источника единичной мощности. В таблице приняты следующие обозначения: φ, I, D - интегральная плотность потока, плотность потока энергии, мощность поглощенной дозы в воздухе, полученные по программе *ANISN*, соответственно; индекс "0" соответствует значениям функционалов в энергетической группе источника; индекс "н" соответствует нерассеянному излучению, рассчитанному аналитически; индекс "cor" - значениям функционалов, полученных по программе *ANISN* и откорректированных с учетом аналитического нерассеянного излучения; a_{φ}, a_D, a_D - интегральное токовое числовое, энергетическое, дозовое альbedo грунта соответственно.

Следует отметить, что на малых высотах значения функционалов в группе источника φ_0, I_0, D_0 может рассматриваться как верхняя оценка функционала по нерассеянному излучению, т.к. рассеянным в пределах группы излучением в данном случае можно пренебречь.

Сравнение результатов расчета в группе источника на высоте $H=1$ м с аналитическим решением показывает их систематическое занижение по отношению к последним. Это занижение возрастает с увеличением энергии источника, т.е. по мере того, как уменьшается оптическая толщина между источником и детектором. Если для энергии $\Delta E_0 = 0,2 \div 0,3$ МэВ, при которой $\mu H = 0,014$, нижняя оценка погрешности расчета нерассеянной компоненты в $P_{S_{16}}$ - приближении составляет 7%, то для максимальной энергии источника $\Delta E_0 = 2,5 \div 3,0$ МэВ величина $\mu H = 0,005$ и расхождение увеличивается до 32%, а для $P_{S_{12}}$ - приближения достигает 39%.

Поле излучения в воздухе на малых высотах от земли ($\mu H \ll 1$) при наличии плоского изотропного источника практически полностью обусловлено тремя компонентами: нерассеянным излучением источника и излучением, отраженным с одной стороны от грунта и с другой - от верхних слоев воздуха. При этом основной вклад в поле, в особенности если рассматривать энергетические и дозовые характеристики, вносит нерассеянное излучение. Условия расчета поля в воздухе на высоте $H=1$ м в рассматриваемом диапазоне энергий источника близки к условиям типа грунт-вакуум.

Известно, что интеграл плотности потока излучения в вакууме от плоского изотропного источника расходится логарифмически

$$\varphi(x) = \int_{4\pi} \varphi(x\mu) d\Omega = \frac{S_A}{2} \int_0^1 \frac{d\mu}{\mu}, \quad (1)$$

где μ - косинус угла относительно нормали к поверхности источника; S_A - поверхностная мощность источника.

В программе ANISN интегрирование по угловой переменной (1) заменяется формулой численного интегрирования, которая дает конечный результат, и с учетом особенностей ввода поверхностного источника в программе имеет вид

$$\varphi(x) = \sum_{i=1}^{ISN+1} S_A(\mu_i) \omega_i = S_A \sum_{i=1}^{ISN+1} \frac{\omega_i}{\mu_i}, \quad (2)$$

где: ω_i, μ_i - веса и узлы угловых интервалов;

ISN - порядок S_n - приближения.

Расчет по формуле (2) для источника единичной мощности в S_{12} и S_{16} - приближениях с квадратурами Гаусса, используемыми в программе ANISN, дает величины потоков 1,523 и 1,618 $1/\text{см}^2 \cdot \text{с}$, что эквивалентно полю излучения в вакууме на высоте $H=1$ м от изотропного источника с эффективным радиусом 21,0 м и 25,4 м соответственно.

Таким образом, анализ информации по нерассеянному излучению показывает, что занижение результатов в группе источника есть следствие погрешности численного интегрирования в программе по формуле (2) в условиях, близких к расчету поля излучения в вакууме. Чем меньше оптическое расстояние между источником и детектором, тем в большей степени эта погрешность сказывается. По данным табл.1 независимо от начальной энергии фотонов $\approx 90\%$ прироста потоковых и 96% энергетических и дозовых характеристик поля при переходе к $P_{S_{16}}$ -приближению обусловлено ростом результатов именно в группе источника. В то же время чувствительность интегральных характеристик, обусловленных рассеянной компонентой, при переходе к более высокому приближению, лежит в пределах 2% . Этот факт позволяет сделать вывод о корректности $P_{S_{12}}$ -приближения для описания процессов взаимодействия излучения с веществом. Этот вывод подтверждают также данные по интегральному токовому альбедо грунта, которые с погрешностью $\approx 1\%$ не чувствительны к увеличению порядка углового приближения.

Таким образом, основным источником методической погрешности результатов расчета поля на высоте $H=1$ м является использование квадратурных формул при интегрировании по угловой переменной.

Значительная величина погрешности, достигающая в данном случае $30+40\%$, приводит к необходимости увеличения порядка угловых квадратур или пересмотра метода получения результатов. Дальнейшее увеличение

S_n -приближения вряд ли целесообразно, т.к. учитывая, что эта погрешность с увеличением быстро падает, это приводит к неадекватным затратам ресурсов ЭВМ, в том случае, если в программе не реализована возможность переменной угловой сетки. Наиболее эффективным способом является корректировка результатов расчета программы в группе источника путем замены их данным по нерассеянному излучению, полученному аналитически. Корректировку целесообразно проводить в той области пространства, где в группе источника наблюдается занижение. Откорректированные значения функционалов приведены в таблице.

Отмеченное в данной работе обстоятельство в равной степени может относиться независимо от рассматриваемой среды и типа излучения и к другим задачам, где исследуется поле излучения вблизи плоского изотропного источника.

Список литературы

1. Engle W.W.Jr. A Users Manual for ANISN-A: A One Dimensional Discrete Ordinates Code with Anisotropic Scattering, K-1693, 1967.
2. Roussin R.W., Weisbin C.R., White I.E. et al. VITAMIN-C: The CTR Processed Multigroup Cross-Section Library for Neutronics Studies, ORNL, RSIC-37 (ENDF-296), 1980.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАКРОСЕЧЕНИЙ ДЛЯ ГРУППОВЫХ
РАСЧЕТОВ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В. Е. Колесов, Н. А. Соловьев

Физико-энергетический институт, г. Обнинск

MACRO CROSS-SECTION DISTRIBUTION FUNCTIONS FOR RADIATION TRANSPORT GROUP CALCULATIONS BY MONTE-CARLO METHOD. The work deals with the algorithm of constructing cross-section distribution functions consisting of a few isotopes. The distribution function for mixture obtained with the described procedure is employed in local estimates of radiation flux by the Monte-Carlo method. In this case the transport equation is solved in the Monte-Carlo method in the group approximations. The initial isotope cross-sections in groups can be assigned by constants or distribution functions. The resulting group macro-cross-sections and their distributions for a medium are obtained in the form of histogram.

Среди методов, применяемых для расчета защиты ядерно-технических установок от ионизирующих излучений, важным место занимает метод Монте-Карло. Одной из особенностей этого метода является возможность получения локальных характеристик в заданных точках пространства. Как показывают соответствующие исследования [1], распространение излучения в пределах относительно больших объемов можно описывать по сравнительно простой и часто используемой в практических расчетах схеме группового подхода, а для локальных оценок требуемых функционалов привлекать более полную и детальную информацию о взаимодействии излучения с веществом.

Авторы работы [2] предложили способ подгруппового представления сечений на основе экспериментально измеренных функций пропускания. Подгрупповое представление можно рассматривать как одну из форм функции распределения. Применение функции распределения [1] существенно уменьшает трудоемкость расчетов по сравнению с использованием детального энергетического хода сечений, обеспечивая несмещенность локальной оценки. При этом изменения, которые потребуется внести в обычные, используемые на практике расчетные программы метода Монте-Карло, будут не очень существенными и касаются только блока сечений.

Применение функции распределения предполагает, что оцениваемый в процессе моделирования функционал представлен в форме интеграла по области определения некоторых переменных функции. В этом случае

$$I = \int_{D_{x_1}} f(x_1, \dots, x_1, \dots, x_n) \varphi[g(x_1)] dx_1 = \\ = \int_{D_{g_1}} f_1(x_1, \dots, g^{-1}(x_1), \dots, x_n) \varphi[g(x_1)] dF_{g_1}, \quad (1)$$

где $f(x_1, \dots, x_1, \dots, x_n)$ - функция, от которой необходимо получить функционал;

D_{x_1} - область определения переменной x_1 ;

$\varphi_1 = \varphi[g(x_1)]$ - весовая функция, не явно зависящая от x_1 ;

D_{g_1} - область определения функции g ;

F_{g_1} - мера Лебега;

$f_1(x_1, \dots, g^{-1}(x_1), \dots, x_n)$ - функция, полученная из $f(x_1, \dots, x_1, \dots, x_n)$ заменой x_1 на $g^{-1}(x_1)$.

Выражение (1) можно интерпретировать как преобразование интеграла Коши-Римана в интеграл Лебега-Стилтьеса. Такой переход целесообразно делать в том случае, когда $f_1(x_1, \dots, g^{-1}(x_1), \dots, x_n)$ представляет собой достаточно гладкую функцию от x_1 , а φ явно выражается через g . Соотношение (1) позволяет при прямом моделировании проводить локальную оценку, используя групповые потоки и осуществляя выборку сечения с помощью функции распределения.

Рассмотрим более подробно вопросы построения функций распределения сечений при моделировании процессов в средах, состоящих из нескольких изотопов, и использования полученной функции распределения смеси в локальных оценках.

Задача получения локальной оценки сводится к суммированию вкладов от всех столкновений (в том числе и от источника) по всем историям

$$C = \frac{1}{I} \sum_{1j} \frac{W_{1j} e^{-\int_0^R (\vec{r}-\vec{R}'\vec{\Omega}) dR'}}{(\vec{r}-\vec{R}\vec{\Omega})^2} \cdot P(\theta) \quad (2)$$

Здесь: C - оценка на одну частицу источника (история начинается с источника);

W_{ij} - вес частицы в истории i после j -го столкновения;

I - число историй;

\vec{r} - радиус-вектор, $\vec{\Omega}$ - единичный вектор скорости;

R - расстояние от точки столкновения до детектора;

$P(\theta)$ - вероятность на стерадиан вылета частицы в направлении детектора;

$\Sigma_t = \Sigma_t(E)$ - полное сечение взаимодействия.

Пространственную область будем считать кусочно-постоянной. Тогда интеграл в экспоненте можно заменить суммой $\sum_m \Sigma_{t_m} R_m$, где Σ_{t_m} - полное сечение для среды m , R_m - полный пробег в m -ой среде в направлении на детектор.

Просуммировав вклады всех частиц, энергия которых при попадании в детектор находится внутри интервала (E_g, E_{g+1}) , найдем оценку для группы g , где E_g, E_{g+1} - нижняя и верхняя границы группы g соответственно; g - номер группы в порядке возрастания. Рассортировав внутри группы g для среды m частицы по полному сечению (например, в порядке возрастания), можно построить функцию распределения полного сечения, которая не будет зависеть от источника (источник в группе - постоянная функция).

Полученная указанным образом функция распределения позволяет в дальнейшем проводить расчеты для среды m уже без привлечения детального хода сечений. Такая процедура более экономна, но все же требует при своей реализации проведения для заданной композиции хотя бы одного расчета с детальным ходом макросечений.

Опишем теперь алгоритм, позволяющий строить функцию распределения сечения смеси изотопов непосредственно из функций распределения отдельных компонент. Способ представления сечений в виде функции распределения (таблиц вероятности) для отдельных энергетических интервалов, исходя из файлов библиотек оцененных ядерных данных, предложен в работах [3,4].

Пусть среда m состоит из K изотопов, каждый из которых имеет концентрацию ρ_k^0 и функцию распределения $\bar{F}_K^0(\sigma_K^0)$ полного микроскопического сечения σ_K^0 для группы g (в дальнейшем, индекс группы g и индекс i для краткости будем опускать). Предположим, что группа достаточно широка, включает в себя такое количество резонансов, чтобы можно было корректно говорить о функции распределения, и резонансы различных изотопов среды не

Поскольку постулируется линейная интерполяция, то есть предполагается, что случайная величина распределена в интервале $(\sigma_{K,1-1}, \sigma_{K,1})$ равномерно, для средних значений имеем

$$\bar{\sigma}_{K,1} = \frac{1}{2}(\sigma_{K,1} + \sigma_{K,1+1}). \quad (6)$$

Умножая все $\bar{\sigma}_{K,1}$ ($1=1, L$) на ρ_K , получаем функцию распределения полного макроскопического сечения для K -го изотопа. Проведем теперь свертку изотопных распределений, считая в группе для разных изотопов не коррелированными. Для первых двух изотопов имеем:

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}_{121s} &= \rho_1 \bar{\sigma}_{11} + \rho_2 \bar{\sigma}_{2s}, \\ P_{121s} &= P_{11} \cdot P_{2s}, \\ (1 \leq 1 \leq L, 1 \leq s \leq S), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\bar{\Sigma}_{121s}$ - полное среднее макросечение двухкомпонентной смеси, имеющего вероятность P_{121s} ;

1 и s - номера ступенек гистограмм 1-го и 2-го элементов, соответственно.

Упорядочив $\bar{\Sigma}_{121s}$ в порядке возрастания и накапливая вероятности, получим функцию распределения в виде гистограммы. Присоединяя к ней описанным способом 3, 4 и последующие функции распределения соответствующих изотопов, получим функцию распределения всей смеси K изотопов.

Обычно число ступенек в гистограмме достаточно велико и достигает десятков, а то и сотен; число изотопов в среде также может быть значительным. Поэтому в результирующей гистограмме число ступенек будет весьма большим ($L_{\text{рез}} = L_1 \times L_2 \times \dots \times L_K$). Это может привести к серьезным трудностям при выполнении практических расчетов. Для нормализации ситуации при каждой свертке можно производить объединение соседних ступенек в результирующей гистограмме и довести их количество до определенного, обычно задаваемого, числа.

Построенную по изложенному алгоритму функцию распределения следует использовать для получения локальных оценок по формуле (2). В результате существенно уменьшится смещение оценки, по сравнению с применением только групповых сечений.

Список литературы

1. Колесов В. Е., Соловьев Н. А. Резонансная структура сечений и локальные оценки в задачах переноса излучения методом Монте-Карло. Публикуется в данной сборнике.
2. Николаев М. Н., Филиппов В. В. //Атомная энергия. 1963. Т 15. Вып. 6. С 493.
3. Levitt L. //Nucl.Sci.Eng. 1972. V. 49, № 4. P.450-457.
4. Колесов В. Е., Соловьев Н. А. // Атомная энергия. 1980. Т. 48. Вып. 3. С. 180.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

РЕЗОНАНСНАЯ СТРУКТУРА СЕЧЕНИЙ И ЛОКАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ
В ЗАДАЧАХ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В. Е. Колесов, Н. А. Соловьев

Физико-энергетический институт, г. Обнинск

RESONANCE STRUCTURE OF CROSS-SECTIONS AND LOCAL ESTIMATES IN TRANSPORT PROBLEMS IN THE MONTE-CARLO METHOD. Consideration is given to the issues of isotope mixture cross-section distribution function in local estimates of flux for the radiation transport problems solved in the Monte-Carlo method in the group approximation. The effect of cross-section resonance structure on the local estimates is investigated. Supplementary blocks of the MORSE program system specially designed for these investigation is briefly described. It is shown that the resonance structure of cross-sections should be taken into account in the local estimates in a correct way. In this case the required accuracy can be ensured by the representation of resonance cross-sections by the distribution function.

Во многих задачах переноса излучения возникает необходимость получения значений определенных функционалов в достаточно малых объемах или даже в отдельных точках пространства на значительных расстояниях от источника. Для решения таких задач применяют метод Монте-Карло с аналитической, обычно локальной, оценкой следующего вида [1]:

$$\varphi(\vec{r}) = \int dE' \int d\vec{r}' \int dE \int d\vec{\Omega} \psi(\vec{r}', E, \vec{\Omega}) \cdot \left[2g \left(\frac{(\vec{r} - \vec{r}') \cdot \vec{\Omega}}{|\vec{r} - \vec{r}'|}; E \right) \left[\frac{1 - \mu(E') |\vec{r} - \vec{r}'|}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|^2} \right] \right], \quad (1)$$

где $\psi(\vec{r}', E, \vec{\Omega}) d\vec{r}' dE d\vec{\Omega}$ - плотность частиц, испытавших столкновение в объеме $d\vec{r}'$ с энергией dE и направлением $d\vec{\Omega}$;

$g(\omega, E)$ - вероятность частицы рассеяться на угол, косинус которого находится в интервале $(\omega, \omega + d\omega)$;

E' - энергия после рассеяния;

$\mu(E')$ - полный коэффициент ослабления.

В случае изотропного рассеяния $g = \frac{1}{2} \frac{\sigma_s}{\sigma_t}$, где σ_s и σ_t - микроскопические сечения рассеяния и полное соответственно.

Для проведения такого рода оценок необходимо предварительно иметь либо плотность столкновений, либо плотность появления частиц при столкновении. Однако решение возникающих при этом интегральных уравнений представляет большие трудности, поскольку входящие в них в качестве коэффициентов сечения взаимодействия нейтронов и гамма-квантов с веществом имеют сложную функциональную зависимость от энергии и пространственных координат. Для упрощения задачи обычно используют групповой подход по энергии и метод гомогенизации состава по пространству.

Во многих программах, основанных на методе Монте-Карло, в том числе и в программе MORSE [2], по которой проводились все необходимые расчеты, основой для прямого моделирования служит интегральное уравнение плотности появления частиц в групповой форме:

$$\chi_g(\vec{r}, \vec{n}, t) = S_g(\vec{r}, \vec{n}, t) + C_{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{n}' \rightarrow \vec{n}) T_{g'}(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, \vec{n}) \chi_g(\vec{r}, \vec{n}, t). \quad (2)$$

Здесь $\chi_g(\vec{r}, \vec{n}, t)$ - плотность частиц, покидающих источник или возникающих при столкновении в точке с координатами фазового пространства (g, \vec{r}, \vec{n}, t) , g - энергетическая группа (интервал по энергии, в пределах которого сечения постоянны), \vec{r} - радиус-вектор, \vec{n} - единичный вектор скорости, t - время; $S_g(\vec{r}, \vec{n}, t)$ - источник частиц; $C_{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{n}' \rightarrow \vec{n})$ - интегральный оператор столкновений, равный

$$C_{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{n}' \rightarrow \vec{n}) = \frac{1}{\sum_{g' \rightarrow g} \int d\vec{n}' \frac{\sum_s^{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{n}' \rightarrow \vec{n})}{\sum_t^{g'}(\vec{r})}} \quad (3)$$

$\sum_s^{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{n}' \rightarrow \vec{n})$ и $\sum_t^{g'}(\vec{r})$ - макросечения рассеяния и полное, соответственно;

$T_g(\vec{r} \rightarrow \vec{r}', \vec{n})$ - интегральный оператор переноса, имеющий вид

$$T_g(\vec{r} \rightarrow \vec{r}', \vec{n}) = \int_0^\infty dR \sum_t^g(\vec{r}') e^{-\mu_g(\vec{r}, R, \vec{n})} \quad (4)$$

где $\mu(\vec{r}, R, \vec{n})$ - оптическая толщина, равная

$$\mu_g(\vec{r}, R, \vec{n}) = \int_0^R \sum_t^g(\vec{r} \rightarrow R', \vec{n}) dR',$$

$\sum_{\Omega}^{\theta} (\vec{r} \rightarrow R' \vec{\Omega})$ - полное сечение для среды в точке $R' \vec{\Omega}$, $R = |\vec{r} - R' \vec{\Omega}|$.

При весовом слежении пробег частицы до следующего столкновения определяется оператором переноса, а вес умножается на вероятность "непоглощения". Новая энергетическая группа и направление нового движения определяются оператором столкновений. Таким образом, операторы столкновений и переноса последовательно применяются для определения пространства фазовых координат появления частиц после 1-го, 2-го и всех последующих столкновений. Процесс слежения обрывается, когда вес частицы становится ниже заданного, или по возрасту, либо при вылете частицы из системы.

Расчетная процедура прямого моделирования случайного блуждания при оценке в точке \vec{r} сводится к суммированию вкладов от источника и точек столкновения:

$$CON_{\vec{r}} = \frac{W_j e^{-\int_0^R \sum_{\Omega}^{\theta} (\vec{r} \rightarrow R' \vec{\Omega}) dR'}}{|\vec{r} - R \vec{\Omega}|^2} \cdot P(\theta) \quad (5)$$

где W_j - вес частицы после j -го столкновения,

$P(\theta)$ - вероятность на стерадиан частице рассеяться в направлении на точечный детектор.

Из формулы (5) видно, что в оценку для точечного детектора непосредственно входят вес частицы, оптическая толщина и обратное угловое распределение. Вес частицы W_j и $P(\theta)$ входят в оценку линейно. Поэтому смещение результата будет наблюдаться лишь в том случае, когда сами эти величины имеют смещения. Действительно, пусть $a(x_1, \dots, x_n)$ - функция случайных переменных, m_1, m_2, \dots, m_n - математические ожидания этих случайных переменных. Тогда, разложив функцию в ряд Тейлора вблизи m_1, m_2, \dots, m_n , получим

$$a(x_1, x_2, \dots, x_n) = a(m_1, m_2, \dots, m_n) + \sum_{i=1}^n (x_i - m_i) \frac{\partial a}{\partial m_i} + \nu [(x_i - m_i)^2] \quad (6)$$

где

$$\frac{\partial a}{\partial m_i} = \left. \frac{\partial a(x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_n)}{\partial x_i} \right|_{x_i = m_i}$$

Пренебрегая членами выше первого порядка малости по $\Delta x_1 = x_1 - m_1$, для математического ожидания получим

$$M(a) \approx \mu(m_1, m_2, \dots, m_n). \quad (7)$$

Вес частицы и координаты точек столкновения полностью определяются интегральным оператором (2), который расщепляется на операторы столкновений (3) и переноса (4). В оператор столкновений входит отношение сечений Σ_s/Σ_t , которое, как правило, коррелирует, так что их отношение является довольно гладкой функцией с малым смещением от среднего. В оператор переноса для столкновений в одной среде сечение входит в виде произведения $\Sigma_t e^{-\Sigma_t \cdot l}$. Разлагая экспоненту и ограничиваясь двумя членами, получим

$$\Sigma_t e^{-\Sigma_t \cdot l} \approx \Sigma_t (1 - \Sigma_t \cdot l).$$

Видим, что входящее в правую часть произведение величины Σ_t на ее дополнение до единицы с весом l образует гладкую функцию, смещение которой от среднего невелико.

Из сказанного следует, что моделирование переноса частиц по весу для локальных оценок можно проводить в групповом приближении, не внося при этом заметных смещений в величину самой оценки.

Что касается смещения, вызванного функцией $P(\theta)$, то оно всегда может быть уменьшено до необходимых пределов за счет увеличения количества членов в разложении индикатрисы рассеяния.

Обсудим теперь более подробно влияние на оценку (1) экспоненциального члена, записанного в форме (5):

$$e^{-\int_0^R \Sigma_t^g(\vec{r} \rightarrow R' \vec{n}) dR'}.$$

Оценка для точечного детектора наиболее чувствительна именно к этому члену. Действительно, рассмотрим для простоты случай изотропного точечного источника в однородной протяжной среде толщины t_1 . Соотношение (5) запишется здесь в виде:

$$CON_S = \frac{W_S e^{-\Sigma_t \cdot t_1} \cdot P(\theta)}{2\pi(t_1 + R)^2}, \quad (8)$$

где CON_S - вклад от источника;

W_S - вес частицы источника;

$P(\theta) = \frac{1}{2}$ (для изотропного рассеяния);

t_1 - толщина рассеивателя, R - расстояние от рассеивателя до детектора.

При смещении Σ_t^g на $\Delta\Sigma_t^g$, относительное смещение оценки будет:

$$\frac{\Delta CON_S}{CON_S} \approx \pm \frac{\Delta\Sigma_t^g}{\Sigma_t^g} \cdot \Sigma_t^g \cdot t_1. \quad (9)$$

Таким образом, относительное смещение оценки пропорционально относительному смещению сечения с коэффициентом, равным оптической толщине.

Принципиально вопрос уменьшения смещения решается путем использования вместо Σ_t^g (постоянного в группе) детального хода сечений. В этом случае оценка в группе равна

$$\xi_g = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \frac{e^{-\Sigma_t(E) \cdot t_1}}{4\pi(t_1+R)^2} \cdot P(E, E_g), \quad (10)$$

где $P(E, E_g)$ индикатор, имеющий вид

$$P(E, E_g) = \begin{cases} 1, & \text{если } E_g < E < E_{g+1}, \\ 0, & \text{в остальных случаях,} \end{cases}$$

I - номер истории;

E_g и E_{g+1} - нижняя и верхняя границы группы, соответственно.

Сложность получения $\Sigma_t(E)$ непосредственно в ходе расчетов сдерживает широкое применение такого подхода.

Существенно менее трудоемкий, но весьма эффективный, путь состоит в использовании функций распределения сечений [3]. Эти функции позволяют корректно учитывать структуру сечений при сравнительно небольшом объеме хранимой информации и заранее готовятся на основе детального энергетического хода сечений.

В основе предлагаемого метода лежит следующее соотношение [4]:

$$I_g = \frac{1}{4\pi(t_1+R)^2} \int_{E_g}^{E_{g+1}} e^{-\Sigma_t(E)t_1} dE = \frac{1}{4\pi(t_1+R)^2} \int_{D_\Sigma} e^{-\Sigma_t \cdot t_1} f(\Sigma) d\Sigma, \quad (11)$$

где $f(\Sigma)$ - функция плотности распределения сечения;

D_Σ - область интегрирования по сечению в пределах группы от Σ_{\min} до Σ_{\max} . Для

прямого моделирования интегрирование заменяется суммированием. В результате получаем:

$$I_g \cong \frac{1}{4\pi(t_1+R)^2} \sum_{i=1}^I e^{-\Sigma_t^i \cdot t_1} \cdot P_g(\Sigma_t^i), \quad (12)$$

где $P(\Sigma_t^i)$ - вероятность того, что частица, появившаяся в группе g , будет иметь сечение Σ_t^i .

В программах расчета методом Монте-Карло реализация соотношения (12) осуществляется путем выборки случайного числа из области (0,1) и нахождения Σ_t^i из обратной функции распределения, $F^{-1}(\Sigma)$, т.е. по формуле

$$I_g \cong \frac{1}{4\pi(t_1+R)^2} \sum_{i=1}^I e^{-\Sigma_t^i \cdot t_1} = \frac{1}{4\pi(t_1+R)^2} \sum_{n=1}^N e^{-\Sigma_t^n \cdot m_n}, \quad (13)$$

где N - число ступенек в гистограмме, представляющей функцию $F(\Sigma)$:

m_n - число историй, имеющих сечение Σ_t^n .

Резюмируем полученные результаты.

1. Расчет переноса излучения в средах можно проводить в групповом приближении: погрешности групповых констант.

2. При проведении локальных оценок по формуле (1) следует использовать либо детальный ход сечений, либо функцию распределения сечений $F(\Sigma_t)$.

3. Применение функции распределения сечений значительно уменьшает смещение оценки, по сравнению с использованием групповых констант, и существенно сокращает расчетное время, по сравнению со случаем использования детального хода сечений.

Список литературы

1. Kalos M.N. //Nucl.Sci.Eng. 1963. V.16. P.111.
2. The MORSE Code - A Multigroup Neutron and Gamma-Ray Monte Carlo Transport Code/E.A.Straker, P.N.Stevens, D.C.Irving, V.R.Cain. - ORNL-4585, Oac Ridge National Laboratory, 1970.
3. Колесов В.Е., Соловьев Н.А. //Атомная энергия. 1980. Т.48. Вып. 3. С. 180.
4. Колесов В.Е., Соловьев Н.А. Функция распределения макросечений для групповых расчетов переноса излучения методом Монте-Карло. Публикуется в данном сборнике.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

Секция 5. Дифференциальные и интегральные экспериментальные
и расчетные исследования

УДК 621.039.51

БАЗОВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИЗЛУЧЕНИЙ РЕАКТОРА В ГРАФИТЕ

В. Н. Аваев, А. И. Базыков, А. В. Калинин, В. И. Минаев, Ю. В. Орлов,
Н. В. Разумовский, О. В. Шитиков

Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники, г. Москва

THE BENCHMARK EXPERIMENT FOR INVESTIGATION ON RADIATION REACTOR SPACE-POWER DISTRIBUTION IN GRAPHITE. Results of experiments on the IR-50 reactor on investigation of space-power distribution of neutron and gamma radiation on graphite thickness up to 230 cm are shown in the report. The radiation field functionals on different graphite thickness are measured: rates of threshold and resonance detector reactions, differential and integral energy densities of neutron fluxes (neutron spectra), densities of thermal and fast neutron fluxes, powers of γ -radiation dose. He-3-spectrometer, one-crystal scintillative spectrometer were used to measure neutron spectra. The spectrum in a wide power range - from thermal energy to 10 MeV - was restored according to the rates of threshold and resonance detector reactions.

Графит является одним из распространенных материалов, который широко используется в ядерных реакторах. Помимо использования графита в качестве замедлителя и отражателя, он в ряде случаев используется также как материал защиты.

Поскольку сечение взаимодействия нейтронов с графитом носит нерегулярный характер, то это обстоятельство существенно затрудняет проведение расчетов по ослаблению нейтронов в графите.

Основной целью работы является детальное изучение пространственно-энергетических распределений нейтронов на больших толщинах графита.

Исследования выполнялись на реакторе ИР-50 [1]. Полная толщина графита составляла 230 см при средней плотности $1,71 \text{ г/см}^3$. Воздушный зазор между баком реактора и началом композиции составлял 14 см.

На рис. 1 представлена геометрия эксперимента.

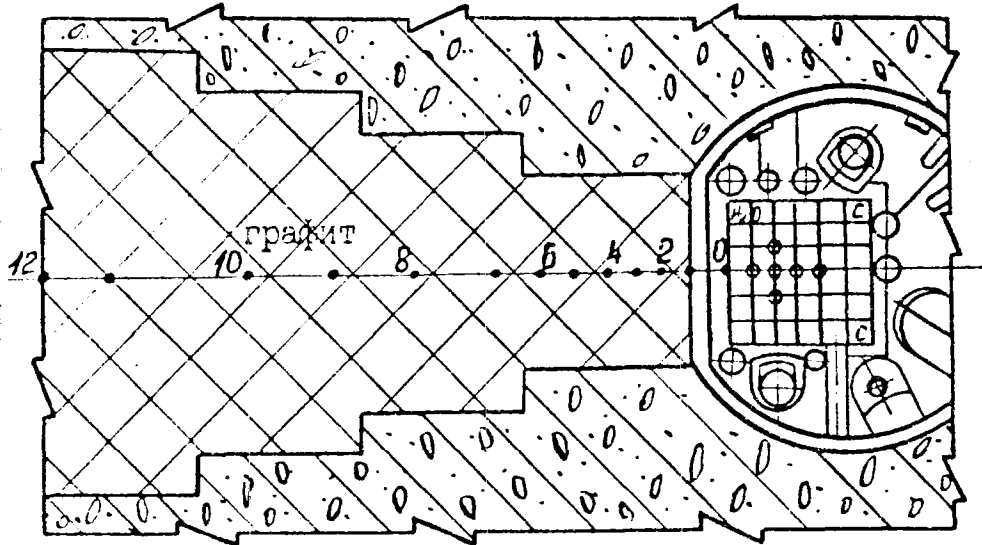


Рис. 1. Геометрия измерений: \circ - точки измерений, соответствующие толщинам графита 0; 11; 22,5; 33,5; 44,5; 55; 71; 101; 131; 161; 211; 236 см соответственно

При измерении дифференциальных спектров нейтронов в интервале от 100 кэВ до 10 МэВ применялись He^3 -спектрометр и спектрометр быстрых нейтронов с кристаллом стильбена диаметром 30 и высотой 10 мм [2].

Для определения спектра нейтронов в диапазоне энергий от 10^{-9} до 10 МэВ использовался набор резонансных и пороговых детекторов. Восстановление спектра нейтронов по измеренным интегралам активаций проводилось по программам *NFD* [3], *SAIPS* [4], *PYGMY* [5].

Измерения распределения плотности потоков быстрых нейтронов по толщине материала, помимо пороговых детекторов $^{115}\text{In}(n, n')$ ($E_n \geq 1,15 \text{ МэВ}$) и $^{58}\text{Ni}(n, p)$ ($E_n \geq 2,3$), проводились счетчиком с кристаллом из пластмассы + $\text{ZnS}(\text{Ag})$, имеющим большую эффективность. Счетчик был прокалиброван с помощью эталонных источников ^{252}Cf и Pu+Be для двух энергетических порогов 1 и 2 МэВ.

Распределения мощности дозы гамма-излучения измерялись с помощью термолюминисцентных дозиметров типа ИКС-А и сцинтилляционных гамма-дозиметров.

Значения измеренных скоростей реакций пороговых и резонансных детекторов на различных толщинах графита, нормированные на мощность реактора 50 кВт, приведены в таблице.

Погрешность измерения скоростей реакций в основном не превышает $\approx 15\%$. Для больших толщин материала (более 130 см) из-за малой активности детекторов погрешность составляла 30%.

Функция ослабления плотности потоков быстрых нейтронов с эффективными порогами 1 и 2 МэВ для толщины графита до 230 см приведены на рис. 2.

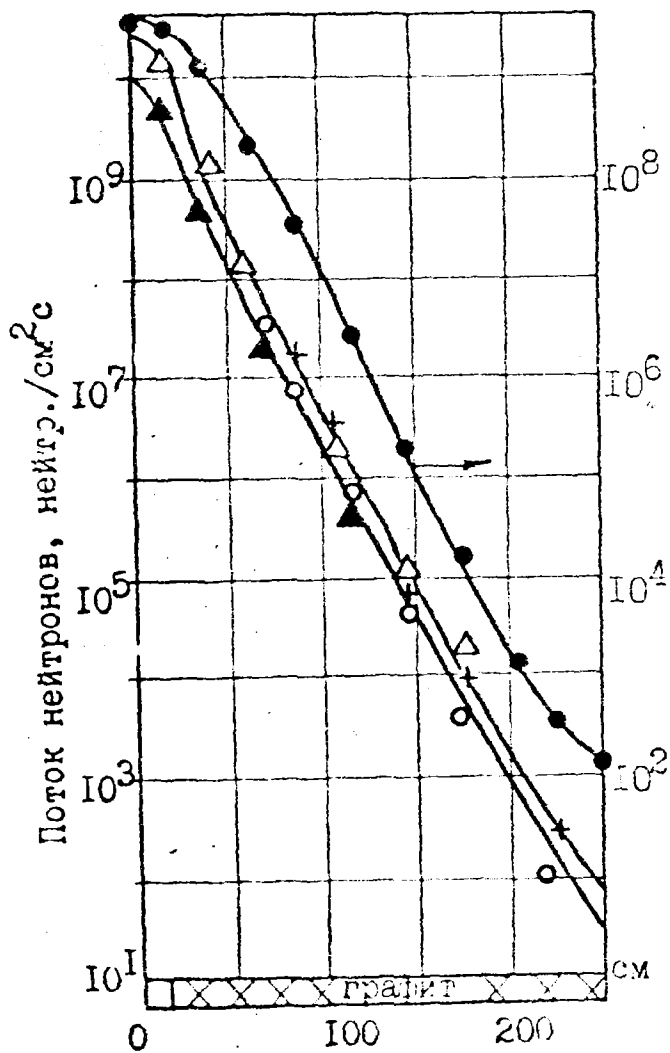


Рис. 2. Распределение потоков промежуточных и быстрых нейтронов

- Δ - $In^{115}(n, n')$; \blacktriangle - $Ni^{58}(n, p)$;
- $+$ - ZnS ($E_{пор} = 1$ МэВ);
- \circ - ZnS ($E_{пор} = 2$ МэВ);
- \bullet - $In^{115}(n, \gamma)$

Длина релаксации быстрых нейтронов слабо меняется с толщиной графита и для нейтронов с $E \geq 2$ МэВ составляет 15,0 см.

Скорости реакций пороговых и резонансных детекторов, 1/с

Реакции	Толщина графита, см						
	0	22,5	55	71	101	131	161
176-Lu(n, γ)*	4,25-10	1,5-10	3,05-11	1,25-11	2,65-12	6,0-13	1,6-13
115-In(n, γ)	9,00-12	2,7-12	2,8-13	7,1-14	5,15-15	3,9-16	4,85-17
197-Au(n, γ)	4,6-12	1,3-12	1,5-13	3,1-14	2,05-15	1,45-16	1,6-17
186-W(n, γ)	8,9-13	3,5-13	3,46-14	6,75-15	4,7-16	3,2-17	2,2-18
139-La(n, γ)	2,8-14	1,85-14	9,46-16	2,05-16	1,4-17	9,4-19	7,0-20
*55-Mn(n, γ)	1,2-12	5,0-13	1,05-13	4,7-14	1,05-14	2,65-15	6,8-16
55-Mn(n, γ)	3,3-14	1,35-14	1,3-15	2,6-16	1,7-17	1,2-18	9,7-20
*63-Cu(n, γ)	4,4-13	1,75-13	3,9-14	1,55-14	3,35-15	8,15-16	2,1-16
63-Cu(n, γ)	1,2-14	4,4-15	3,65-16	8,6-17	7,1-18	5,1-19	3,1-20
23-Na(n, γ)	9,55-16	3,2-16	3,6-17	9,25-18	6,4-19	8,1-20	1,0-20
37-Cl(n, γ)	5,4-16	2,1-16	2,55-17	6,3-18	5,2-19	4,9-20	6,1-21
237-Np(n, f)	3,7-14	4,7-15	2,05-16	6,3-17	5,3-18	7,6-19	1,15-19
115-In(n, n')	4,55-15	3,95-16	1,65-17	3,3-18	3,2-19	3,55-20	6,85-21
58-Ni(n, p)	2,1-15	1,9-16	8,85-18	2,2-18	2,1-19	2,3-20	2,6-21
64-Zn(n, p)	6,2-15	6,0-17	2,9-18	6,8-19	6,5-20	7,2-21	-
27-Al(n, p)	8,3-17	7,1-18	4,5-19	1,3-20	1,3-20	1,8-21	5,2-22
56-Fe(n, p)	2,2-17	2,5-18	1,9-19	3,9-20	4,7-21	5,3-22	-
48-Ti(n, p)	6,2-18	5,6-19	4,1-20	8,65-21	7,0-22	-	-
27-Al(n, α)	1,8-17	1,45-18	8,6-20	1,9-20	1,55-21	1,7-22	3,1-23
164-Dy(n, γ)*	3,4-10	1,2-10	2,9-11	1,3-11	2,7-12	6,2-12	1,5-13
164-Dy(n, γ)	2,25 ⁻¹²	7,2-13	9,5-14	2,8-14	2,5-15	4,1-16	9,5-17

2,25-12 означает $2,25 \cdot 10^{-12}$.

* Детекторы без кадмиевых чехлов.

Там же представлена функция ослабления потоков нейтронов на единицу летаргии, измеренные детектором $^{115}\text{In}(n, \gamma)$ в кадмиевом экране. Начиная с толщины графита 50 см, длина релаксации для надтепловых нейтронов близка к значению для быстрых нейтронов.

Дифференциальные спектры быстрых нейтронов в графите показаны на рис. 3, из которых видно, что в интервале энергий 3-8 МэВ наблюдаются существенные нерегулярности, связанные с резонансной структурой сечения графита в этой области энергий.

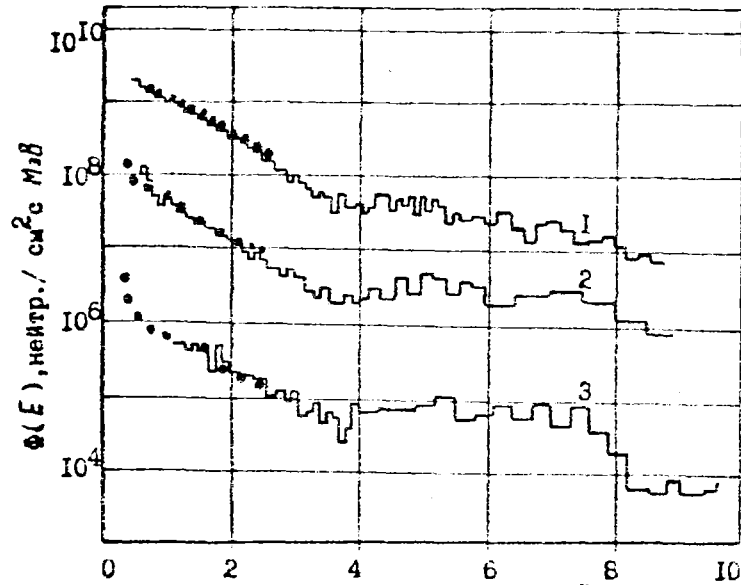


Рис. 3. Дифференциальная энергетическая плотность потоков нейтронов:
 • - He^3 -спектрометр; гистограмма - сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов. 1, 2, 3 - толщины графита 22,5; 55; 161 см соответственно

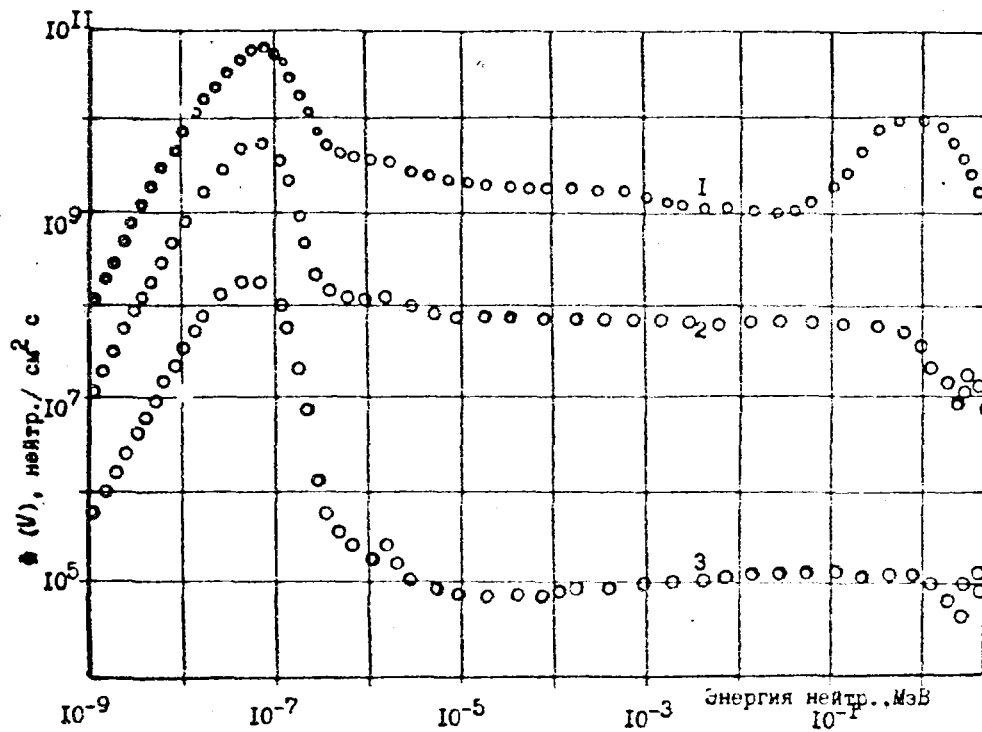


Рис. 4. Дифференциальная энергетическая плотность потока нейтронов:
 o - спектр, восстановленный по программе:
 1, 2, 3 - толщины графита 0; 55; 131 см соответственно

На рис. 4 приведены дифференциальные спектры нейтронов на единицу летаргии в интервале энергий от 10^{-8} до 10 МэВ. По мере увеличения толщины графита наблюдается существенная деформация спектра в области энергий больше 100 кэВ и значительное накопление нейтронов в тепловой области. В промежуточном энергетическом диапазоне спектр нейтронов по форме совпадает с видом $1/E$.

Ослабление мощности дозы гамма-излучения по толщине графита приведена на рис. 5.

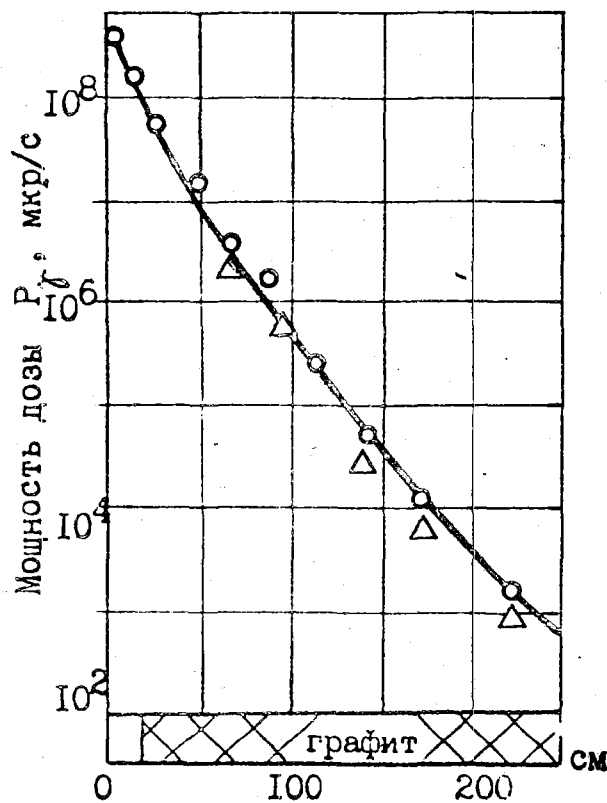


Рис. 5. Распределение мощности поглощенной дозы гамма-излучения:

○ - дозиметр ИКС-А; Δ - сцинтилляционный гамма-дозиметр

Список литературы

1. Болдырев Г.Н., Веселкин А.П., Егоров Ю.А. Изучение вопросов защиты на водо-водяном исследовательском реакторе/Под ред. Д.Л.Бродера. М.: Атомиздат, вып.5, 1972, с.235.
2. Аваев В.Н., Васильев Г.Н., Веселкин А.П. и др. Экспериментальные исследования полей гамма-излучения и нейтронов/Под ред. Ю.А.Егорова. М.: Атомиздат, 1974.
3. Базык в А.И., Баринов И.Л., Егоров Ю.А. и др. Восстановление спектра нейтронов, измеренного набором пороговых детекторов. М.: Атомиздат, 1975. С.288.
4. Методы расчета спектров нейтронов по измеренным скоростям реакций в SAIPS. Часть 2. Программное обеспечение.//Изв. АН Латвийской ССР, 1981, с.9.
5. Аваев В.Н., Шитиков О.В. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомное материаловедение. 1988. Вып.6. С.35.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

БАЗОВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИЗУЧЕНИЮ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ТИТАНЕ

В. Н. Аваев, А. И. Базыков, А. Л. Баринев, М. Е. Нетеча, Ю. В. Орлов,
В. Е. Сенаторов, О. В. Шитиков

Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники, г. Москва

THE BENCHMARK EXPERIMENT FOR INVESTIGATION OF NEUTRON AND γ -RADIATION SPACE-POWER DISTRIBUTION IN TITANIUM. Results of experiment on the IR-50 reactor on investigation of space-power distribution of neutron-and-gamma radiation on titanium thickness up to 100 cm are shown in this report.

The radiation field functionals are measured: rates of threshold and resonance detectors reactions, differential and integral power densities of neutron fluxes (neutron spectra), powers of γ -radiation dose.

He^3 -spectrometer and scintillative spectrometer were used to measure neutron spectra; for γ -radiation spectra-scintillative spectrometer; the spectrum in wide range from thermal energy to 10 MeV was restored according to the rates of threshold and resonance detector reactions.

Исследования пространственно-энергетических распределений нейтронного и гамма-излучений в титане выполнялись в полубесконечной геометрии на водородном реакторе ИР-50 [1]. Общая толщина в композиции составляла ≈ 1 м (см. рис. 1).

Для измерения дифференциальной энергетической плотности потока быстрых нейтронов в интервале энергий от 100 кэВ до 10 МэВ применялись He^3 -спектрометр и сцинтилляционный спектрометр с органическим кристаллом стиблена [2]. Энергетический диапазон He^3 -спектрометра составляет от 100 кэВ до 2,5 МэВ. Восстановление спектра нейтронов проводится матричным методом с использованием матрицы 50-го ранга. Сцинтилляционным спектрометром с кристаллом стиблена были проведены измерения спектров нейтронов в области энергий от 1 до 10 МэВ; обработка аппаратурных распределений осуществлялась методом дифференцирования.

Для определения дифференциальной энергетической плотности потока нейтронов в диапазоне энергий от 10^{-3} до 10 МэВ использовался набор из 19 резонансных и пороговых детекторов, облучаемых в кадмиевых фильтрах и без фильтров. Активность детекторов после облучения определялась на полупроводниковом гамма-спектрометре с $Ge(Li)$ -кристаллом. Восстановление спектров быстрых нейтронов по измеренным скоростям пороговых детекторов выполнялось по программе *NFD* [3], использующей итерационный метод нахождения искомого спектра нейтронов в интегральной форме. Восстановление спектров нейтронов в широком диапазоне энергий от 10^{-8} до 10 МэВ по измеренным скоростям резонансных и пороговых детекторов выполнялось по программам *SAIPS* (алгоритм *SAND-II*) [4] и *PYGMY* [5] (итерационный метод восстановления с использованием полиномов). Плотность потока тепловых и надтепловых нейтронов определялась с помощью детектора $^{184}Dy(n, \gamma)$ с абсолютной нормировкой по результатам измерения детектором $^{197}Au(n, \gamma)$.

Мощность экспозиционной дозы гамма-излучения измерялась термолуминисцентным дозиметром ИКС-А [6] и сцинтилляционным дозиметром с органическим кристаллом [7]. Энергетическое распределение гамма-излучения измерялось сцинтилляционным спектрометром с кристаллом стибьена размером 50x50 мм [2].

В работе были измерены различные функционалы поля нейтронного и гамма-излучения на следующих толщинах титана: 0; 10; 18,8; 34,7; 55,4; 75,6 и 95,8 см.

Экспериментальные значения скоростей реакций резонансных и пороговых детекторов (отнормированные на мощность реактора 50 кВт) приведены в табл. 1. Полная погрешность определения скоростей реакций для всего набора пороговых и резонансных детекторов составляет в среднем величину, не превышающую 10%.

По измеренным скоростям реакций были восстановлены интегральная и дифференциальная энергетическая плотность потока нейтронов на различных толщинах титана. На рис. 2 приведена наиболее достоверная дифференциальная энергетическая плотность потока нейтронов в диапазоне энергий от 10^{-7} до 10 МэВ, взвешенная по результатам измерения спектрометрами и набором резонансных и пороговых детекторов. Из приведенных данных видно, что с ростом толщины титана происходит значительное накопление нейтронов в

Таблица I

Экспериментальные значения скоростей реакций резонансных и пороговых детекторов, I/c ..

Реакция	Толщина титана, см						
	0	10	18,8	34,7	55,4	75,6	95,8
$^{151}\text{Eu}(n,\gamma)\text{Cd}$	2,00-12	4,75-13	1,80-13	5,60-14	1,85-14	8,70-15	3,50-15
$^{115}\text{In}(n,\gamma)\text{Cd}$	1,05-12	1,70-13	4,60-14	9,20-15	2,10-15	8,50-16	3,00-16
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)\text{Cd}$	6,40-13	1,80-13	8,40-14	2,20-14	6,20-15	2,85-15	1,10-15
$^{186}\text{W}(n,\gamma)\text{Cd}$	1,90-13	6,25-14	2,90-14	1,16-14	4,00-15	1,60-15	6,10-16
$^{139}\text{La}(n,\gamma)\text{Cd}$	4,90-15	2,00-15	1,10-15	4,70-16	1,97-16	8,00-17	2,93-17
$^{55}\text{Mn}(n,\gamma)\text{Cd}$	9,36-14	3,05-15	1,46-15	7,10-16	2,90-16	1,30-16	4,80-16
$^{55}\text{Mn}(n,\beta)\text{Cd}$	6,00-15	2,65-15	1,55-15	7,40-16	2,90-16	1,30-16	4,65-17
$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$	2,25-14	1,40-15	7,60-16		1,68-16	5,50-17	2,10-17
$^{63}\text{Cu}(n,\beta)\text{Cd}$	2,50-15	1,05-15	7,20-16	3,20-16	1,30-16	5,51-17	1,85-17
$^{23}\text{Na}(n,\gamma)\text{Cd}$	1,40-16	4,70-17	2,50-17	9,50-18	3,40-18	1,45-18	5,10-19
$^{37}\text{Cl}(n,\gamma)\text{Cd}$	1,06-16	2,35-17	1,20-17	4,05-18	1,30-18	5,20-19	1,80-19
$^{237}\text{Np}(n,f)\text{Cd}$	9,70-15	6,10-15	2,50-15	6,90-16	1,74-16	4,40-17	1,25-17
$^{115}\text{In}(n,n)\text{Cd}$	1,50-15	5,40-16	1,78-16	3,10-17	3,85-18	7,10-19	1,25-19
$^{58}\text{Ni}(n,p)\text{Cd}$	6,15-16	1,75-16	5,70-17	7,35-18	5,60-19	5,80-20	-
$^{64}\text{Zn}(n,p)\text{Cd}$	2,30-16	5,50-17	1,90-17	2,35-18	1,85-19	2,85-20	-
$^{27}\text{Al}(n,p)\text{Cd}$	2,80-17	8,55-18	2,85-18	3,60-19	2,70-20	-	-
$^{56}\text{Fe}(n,p)\text{Cd}$	1,15-17	3,00-18	9,70-19	1,20-19	1,10-20	1,30-21	-
$^{48}\text{Ti}(n,p)\text{Cd}$	3,10-18	8,50-19	2,75-19	3,45-20	-	-	-
$^{27}\text{Al}(n,d)\text{Cd}$	7,70-18	2,25-18	8,05-19	1,05-19	8,65-21	-	-
$^{164}\text{Dy}(n,\gamma)$	2,35-11	2,30-13	2,70-14	4,20-15	1,40-15	5,25-16	1,90-16
$^{164}\text{Dy}(n,\beta)\text{Cd}$	2,75-13	4,15-14	1,50-14	3,50-15	1,30-15	4,75-16	1,70-16

Примечание : 4,75-13 означает $4,75 \cdot 10^{-13}$

$^{48}\text{Ti}(n,p)\text{Cd}$ - измерения проводились в кадмиевом фильтре

$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$ - измерения проводились без кадмиевого фильтра

интервале энергий 1-3 МэВ за счет снижения сечения неупругого рассеяния нейтронов в этой области. Сильное "выедание" спектра нейтронов в районе 10 МэВ обусловлено значительным ростом сечения рассеяния в этой области энергий. Следует также отметить отличие спектра нейтронов в надтепловой области от вида $1/E$.

На рис.3 приведена дифференциальная энергетическая плотность потока гамма-квантов. Ярко выраженный пик в интервале энергий 6-7 МэВ обусловлен захватным гамма-излучением в титане с энергией 6,4 и 6,75 МэВ. В табл.2 приведена мощность дозы гамма-излучения, измеренная дозиметром ИКС-А и сцинтилляционным гамма-дозиметром.

Таблица 2

Мощность дозы гамма-излучения, мкр/с

Толщина титана, см						
0	10	18,8	34,7	55,4	75,6	95,8
$2,6 \cdot 10^8$	$4,5 \cdot 10^7$	$8,0 \cdot 10^6$	$7,3 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^4$	$7,5 \cdot 10^3$

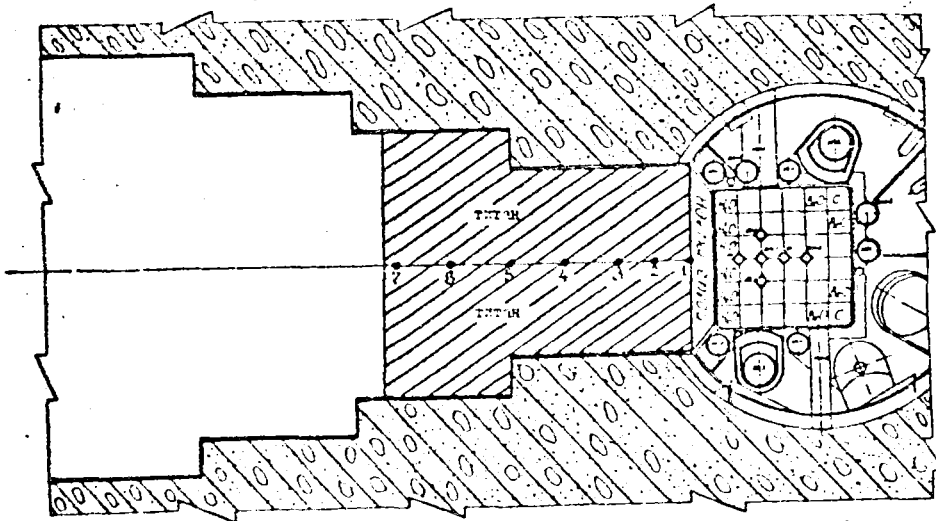


Рис.1. Геометрия эксперимента:
1-7 - толщина титана 0; 10; 18,8; 34,7; 55,4; 75,6; 95,8 см

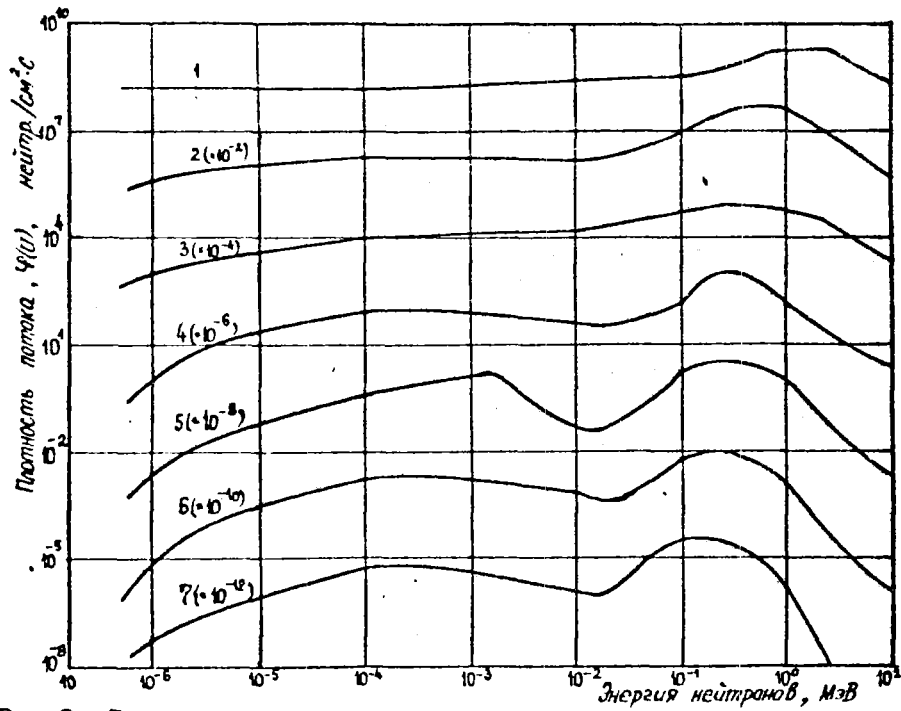


Рис. 2. Дифференциальная энергетическая плотность потока нейтронов: 1-7 - толщина титана 0; 10; 18,8; 34,7; 55,4; 75,8 и 85,8

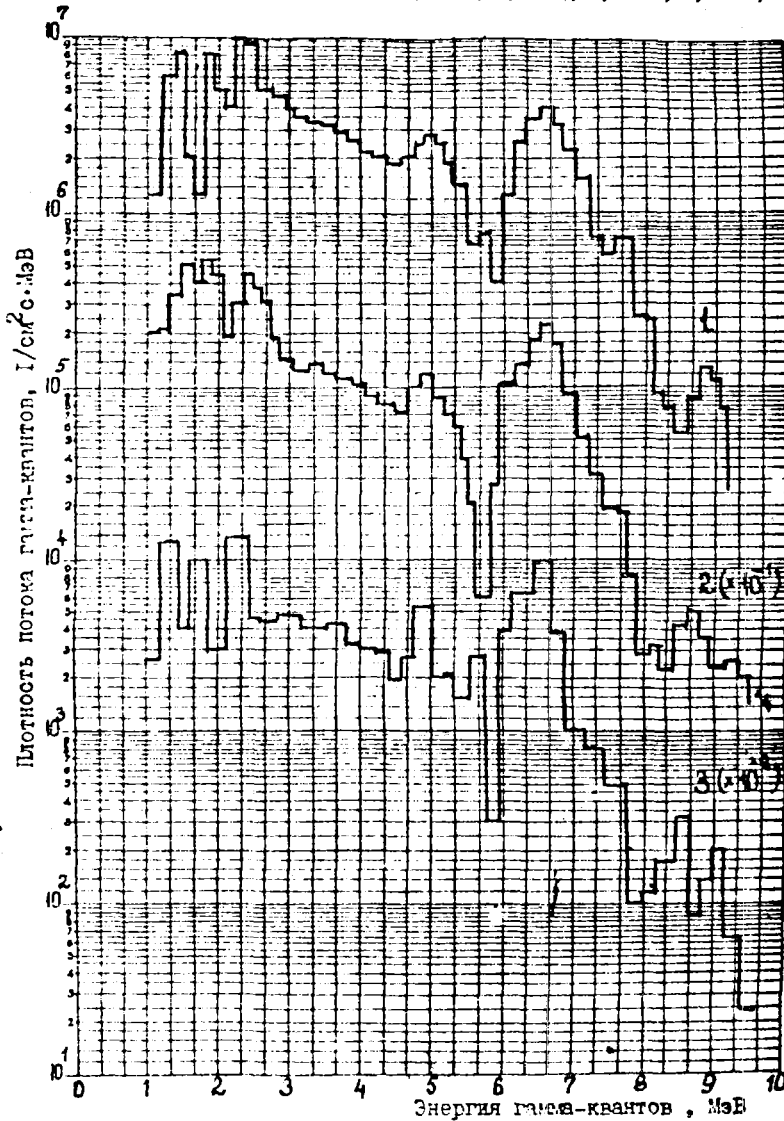


Рис. 3. Дифференциальная энергетическая плотность потока гамма-квантов:

1-3 - толщина титана 55,4; 75,6; 95,8 см

Список литературы

1. Болдырев Г.Н., Веселкин А.П., Егоров Ю.А. Изучение вопросов защиты на водо-водяном исследовательском реакторе. В сб.: Вопросы физики защиты реакторов/Под ред. Д.Л.Бродера. М.: Атомиздат, вып.5, 1972, с.235.
2. Аваев В.Н., Веселкин А.П. и др. Экспериментальные исследования полей гамма-излучения и нейтронов/Под ред. Ю.А.Егорова. М.: Атомиздат, 1974.
3. Базыков А.И., Баринов А.Л., Егоров Ю.А. и др. Восстановление спектра нейтронов, измеренного набором пороговых детекторов. В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС/Под ред. Ю.А.Егорова. М.: Атомиздат, вып.1, 1975, с.288.
4. Методы расчета спектров нейтронов по измеренным скоростям реакций в SAIPS. Часть 2. Программное обеспечение. Изв. АН Латв.ССР, 1981
5. Аваев В.Н., Шитиков О.В. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомное материаловедение, вып.6, 1988, с.35.
6. Бочвар И.А., Имадова Т., Кеирим-Маркус И.Б. и др. Метод дозиметрии ИКС. М.: Атомиздат, 1977.
7. Баринов А.Л., Корякин О.А., Орлов Ю.В. и др. Эффективность дозиметров гамма-излучения в диапазоне энергий 0,08-6,13 МэВ. В сб.: Радиационная безопасность и защита АЭС/Под ред. Ю.А.Егорова. М.: Атомиздат, вып.4, 1981, с.220.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

ИЗУЧЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СПЕКТРОВ γ -КВАНТОВ УТЕЧКИ
С ПОВЕРХНОСТИ ХРОМОВОЙ СФЕРЫ В НАНОСЕКУНДНОЙ ОБЛАСТИ

А. А. Андросенко, П. А. Андросенко, Г. М. Бежунов, Г. В. Болонкина,
А. М. Волощенко, А. А. Дубинин, Е. С. Матусевич, И. В. Медведев

Физико-энергетический институт, г. Обнинск

THE STUDY OF NON-STATIONARY SPECTRA OF SPACE γ -QUANTA FROM CHROMIUM SPHERE IN NANO-SECOND REGION. Description is made of the technique of γ -quanta non-stationary spectra measurement in a medium with the use of a californium chamber as a statistical pulsed neutron source. The results of time evolution of escape photon spectra from a chromium sphere surface is presented in the energy range 0.4-0.5 MeV in the time interval 0-40 ns in absolute units.

The calculation results by the kinetic program ROZ-B.1 and the Monte-Carlo method by the BRAND program using the BNAB-78 and NEDAM neutron data libraries and γ -radiation yields in neutron reaction of the BNAB-78 and BVF (49+15) libraries are given as compared to the experiments.

The application of the BVF (49+15) data is shown to enable the experimental data to be adequately described, and photon yields in the BNAB-78 in the $(n,n'\gamma)$ reactions on Cr are noticeably underestimated for individual energy interval.

Детальное изучение наносекундной нейтронной кинетики в среде представляет интерес при решении ряда практических задач. Измерения могут проводиться на основе регистрации как собственно нейтронов, так и сопутствующего их взаимодействию с ядрами вещества излучения.

Приведенные в [1,2] результаты, а также данные работ других авторов [3] показывают, что изучение временной эволюции нейтронных спектров в среде может использоваться не только для отработки расчетных методов, но и в целях проверки нейтронных констант материалов. При этом появляется возможность выделения во времени интервалов, где поведение плотности потока нейтронов в системе для конкретной группы определяется, по существу, лишь сечениями в данной группе.

Разработанная и описанная в [1] методика измерений пригодна также для изучения нестационарных спектров γ -квантов в среде. При этом появляется возможность разнести во времени регистрацию отдельных составляющих γ -излучения в неразмножающей среде, т.к. плотности вероятности регистрации

фотонов от неупругих рассеяний нейтронов, захватного излучения и γ -квантов собственно импульсного источника имеют максимумы при различных временах от момента нейтронного импульса. Следовательно, методика может использоваться при изучении спектров и выхода γ -квантов названных компонент по отдельности в отличие от изучения стационарных спектров.

В данной работе представлены результаты изучения временной эволюции спектров γ -квантов утечки из хромовой сферы при импульсном введении нейтронов спектра деления ^{252}Cf .

Блок-схема измерений приведена на рис.1. В центр сферы из Cr ($3,34 \pm 0,03$) г/см³ (содержание $\text{Cr} \approx 99\%$ вес.) в алюминиевой оболочке толщиной 2 мм радиусом 19,7 см помещалась камера делений со слоем ^{252}Cf активностью $(2,03 \pm 0,02) \cdot 10^4$ дел/с. Регистрации осколков делений ^{252}Cf являлись моментом введения импульса нейтронов. В качестве детектора γ -квантов использовался спектрометр с кристаллом стибьбена $\varnothing 40 \times 40$ мм. Реализован многомерный режим измерений. Память многоканального анализатора разбивалась на 16 плоскостей по 256 каналов. Номер плоскости при записи импульса определялся временем его появления относительно деления в камере, а номер канала - амплитудой. Привязка к моменту деления осуществлялась по пику мгновенного γ -излучения деления ^{252}Cf при размещении камеры и детектора в воздухе. Временное разрешение составляло 3 нс, ширина временной плоскости $(2,63 \pm 0,04)$ нс, точность привязки к нейтронному импульсу $(1 \pm 1,5)$ нс.

Осуществлялась дискриминация нейтронов по форме импульса. Восстановление спектров фотонов проводилось для каждой плоскости по известной методике сглаживающего дифференцирования с использованием матрицы поправок. Дифференциальные γ -спектры сворачивались в группы для удобства сравнения с расчетом. В предварительных измерениях определялся выход и спектр мгновенного γ -излучения деления ^{252}Cf [2]. Подробно работа аппаратуры описана в [1,2].

Расчеты выполнялись по кинетической программе P03-B.1 [4] и методом Монте-Карло по программе BRAND [5] с использованием нейтронных констант БНАБ-78 [6] и MEDAM [7] и выходов γ -излучения в нейтронных реакциях в соответствии с БНАБ-78 и БВФ(49+15) [8].

На рис.2 приведены результаты измерений и расчетов групповых плотностей потока γ -квантов, утекающих из Cr сферы в диапазоне $0,75 \leq E \leq 4,5$ МэВ для $t = 0 \div 40$ нс в абсолютных единицах. Из полной зависимости

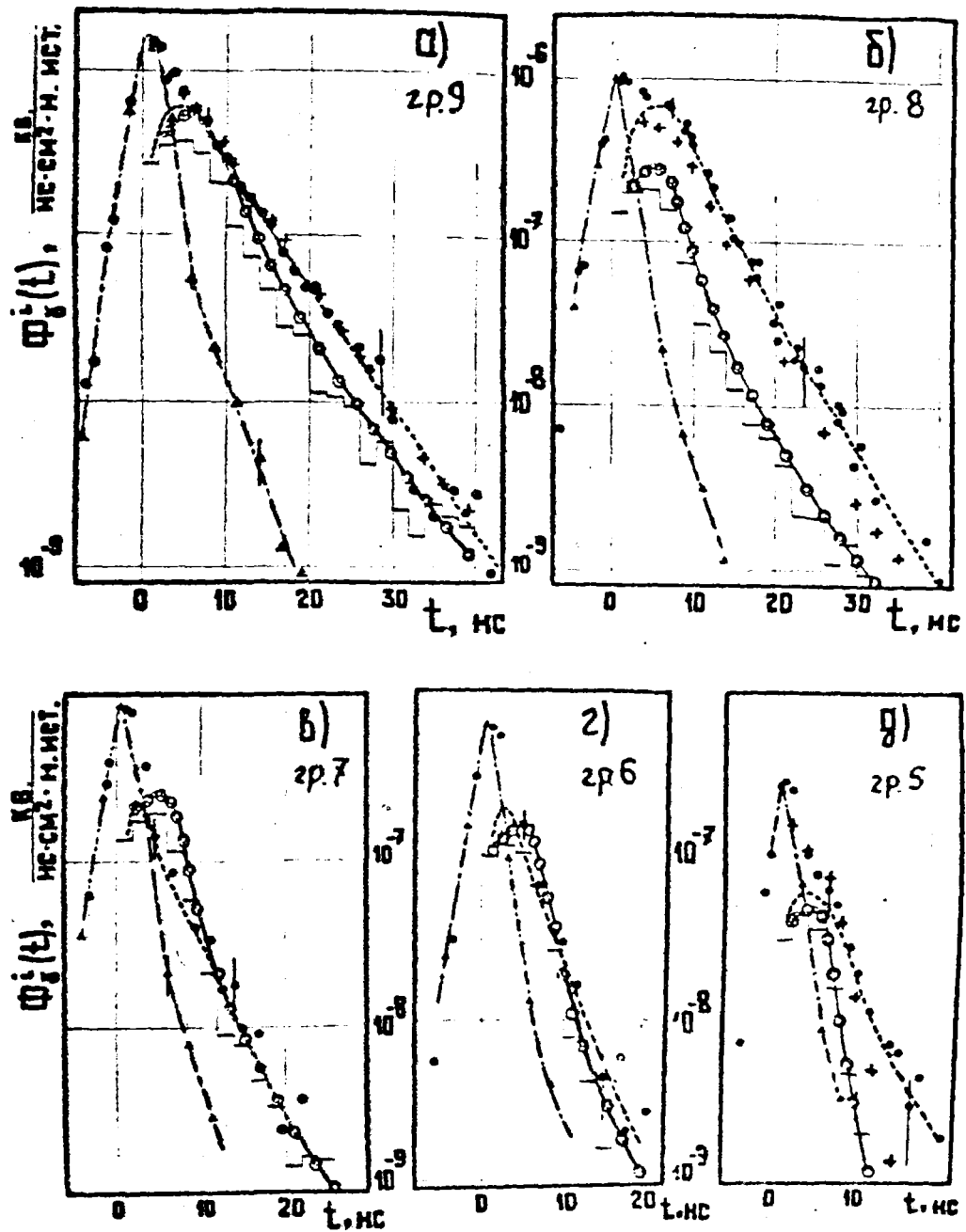


Рис.2. Зависимость групповых плотностей потока γ -квантов утечки из трюмовой сферы от времени:

- - эксперимент
 - - эксперимент, вычтена компонента γ -излучения деления ^{252}Cf
 - ▲ - определенный расчетно-экспериментальным путем вклад γ -излучения деления ^{252}Cf
 - - расчет ПОС-В. I-ЛНАЕ-76
 - - расчет, BRAND - NEDAM
 - ◆ - расчет, ПОС-В. I-ЛНД(4)+15)
- выгоды γ -квантов из ЛНАЕ-76

Номер группы	3	6	7	6	5
Энергия, МэВ	0,75-1,25	1,25-1,75	1,75-2,5	2,5-3,5	3,5-4,5

Выполнены также расчеты по РОЗ-В.1 с использованием библиотеки нейтронных констант БВФ(49+15) (рис.2). Видно существенное улучшение согласия с экспериментом в этом случае.

Следует отметить, что стационарные групповые спектры фотонов в расчетах и эксперименте различались бы не более, чем на 30-40% даже в 8-й группе вследствие заметного вклада в этом случае первичной компоненты.

Таким образом, рассмотренная методика изучения временной эволюции нейтронных и γ -спектров в среде в наносекундной области является эффективным средством отработки систем групповых констант выхода вторичного γ -излучения при взаимодействии нейтронов с веществом.

Сравнение результатов расчетов нестационарных спектров γ -квантов для хромовой сферы с экспериментом позволяет сделать вывод о достаточной надежности данных по выходам фотонов при неупругих взаимодействиях нейтронов с *Cg* в библиотеке БВФ(49+15) и явном занижении их в БНАБ-78.

Список литературы

1. Бежунов Г.М., Матусевич Е.С., Дубинин А.А. и др. Исследование временной эволюции спектров нейтронов утечки с поверхности молибденовой сферы в наносекундной области: Препринт ФЭИ-1554. Обнинск, 1984.
2. Андросенко А.А., Андросенко П.А., Бежунов Г.М. и др. Изучение временной эволюции спектров нейтронов и γ -квантов утечки из молибденовой и хромовой сфер в наносекундной области: Препринт ФЭИ-1924. Обнинск, 1988.
3. Kanda K., Hirakawa N. //J.Nucl.Sci.Technol. 1980. V.17(2), p.188.
4. Волощенко А.М. РОЗ-В.1 - программа для решения нестационарного уравнения переноса нейтронов и гамма-квантов методом дискретных ординат в одномерных геометриях: ИПМ АН СССР, 1983.
5. Андросенко А.А., Андросенко П.А. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып.7. С.34.
6. Абагян А.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты: Справочник /Под ред. М.Н.Николаева. М.: Энергоиздат, 1981.
7. Захаров Л.Н. Программа формирования нейтронных макроконстант для расчетов методом Монте-Карло на основе файлов оцененных данных (NEDAM): Препринт ИАЭ-2994. М., 1978.
8. Дубинин А.А., Колесов В.Е., Кривцов А.С. и др. Библиотека групповых констант для расчетов источников фотонов в ядерно-технических установках БВФ(49+15)//Тез.докл.на 4-ю.Всесоюзную научн. конф. по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок/Томск, ТПИ, 1985.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

ПРОХОЖДЕНИЕ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ИСТОЧНИКА С ЭНЕРГИЕЙ
14 МэВ ЧЕРЕЗ ЗАЩИТУ ИЗ ЖЕЛЕЗА С НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

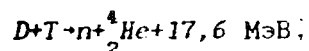
А. В. Жиркин, В. К. Сахаров, Г. Е. Шаталов

Московский инженерно-физический институт

THE NEUTRON STREAMING FROM 14-MeV NEUTRONS THROUGH THE IRON DUCT CALCULATED BY MEANS THE RNZ-4 MONTE CARLO CODE. Energy flux spectra above 850 keV from 14-MeV deuterium-tritium (D-T) neutrons through a 0.30 m-diam. cylinder iron duct (length-to-diameter ratio 2.83) were calculated. The calculations carried out using RNZ-4 Monte Carlo code by means the splitting and Russian roulette technique. Calculated spectra are compared with a measured neutron data obtained at the Oak Ridge National Laboratory and data calculated by means of the other codes. The transport calculations are provided the DLC-23 (CASK) and EURLIB-IV multigroup data libraries. Calculated and measured neutron spectra are in favourable agreement, 20±50%, depending on the detector location.

С целью исследования возможностей программы RNZ-4 [1], созданной на базе программы MORSE, проводились расчеты полей нейтронного излучения за защитой экспериментальной установки [2] и сравнение этих данных с экспериментальными результатами.

В эксперименте проводились исследования по прохождению нейтронного и вторичного фотонного излучения через защиту с прямым каналом от источника с энергией 14 МэВ. Упрощенная схема этого эксперимента представлена на рис. 1. Нейтроны с энергией 14 МэВ образовывались в результате реакции взаимодействия дейтронов, ускоренных до энергии 250 кэВ, с титаново-тритиевой мишенью толщиной 4 мг/см²



Мишень помещена в цилиндрический железный канал диаметром 30 см и толщиной стенок 7,5 см. Этот канал предназначен для формирования спектра, характерного для первой стенки термоядерных установок. Неоднородность являлась продолжением канала источника и представляла собой канал из железа с внутренним диаметром 30 см, толщиной стенок 7,5 см и отношением длины к диаметру 2,83. Расстояние от титаново-тритиевой мишени до детектора,

расположенного на оси неоднородности, составляло 85 см. Для снижения фонового излучения, а также в качестве биологической защиты использовался бетонный блок толщиной до 1 м.

Спектры нейтронного и вторичного фотонного излучения измерялись с помощью органического сцинтиллятора NE-213. Нижний предел измеряемых энергий нейтронов составлял 850 кэВ. Расчетная геометрия представлена на рис. 1. Координаты расположения четырех исследуемых детекторов имели значения: $z=151$ см; $r=0, 19, 39, 59$ см.

В качестве константного обеспечения использовались библиотеки многогрупповых констант *DLC-23 (CASK)*, *EURLIB-IV*. Количество нейтронных энергетических групп, использованных в расчетах, выбирались исходя из нижнего энергетического предела, указанного ранее. Источник точечный моноэнергетический с энергией 14 МэВ с изотропным угловым распределением. Рассчитанные характеристики представляли собой спектральные распределения плотности потока нейтронного излучения $\Phi(r, E)$. Также оценивались распределения плотности потока нейтронов с энергией выше E :

$$\Phi_0(r, E) = \int_E^{E_{\max}} \Phi(r, E') dE'.$$

Экспериментальные спектры получались при некотором конечном разрешении спектрометра. Для учета этого эффекта при сопоставлении расчетных и экспериментальных результатов в [2] предлагалось спектральные характеристики нейтронов получать с использованием функции отклика, имеющей вид распределения Гаусса с полной шириной на полувысоте (в %) определяемой функцией

$$R_N(E) = \sqrt{300 + \frac{800}{E_N}},$$

где E_N - энергия нейтронов в МэВ.

Для обработки спектральных распределений функциями отклика в программу РНЗ-4 был введен специальный блок. В процессе обработки осуществлялся переход от спектров в многогрупповом представлении к спектрам в точечном (точки выбирались в середине соответствующих групповых интервалов).

Для оптимизации расчетов использовалась методика расщепления и русской рулетки в сочетании с методами экспоненциального преобразования и смещения

угла рассеяния [3]. Зонное разбиение представлено на рис. 1. Параметры расщепления выбирались в предположении, что функция ценности изменялась как $\approx 1/r^2$ вдоль канала. Для оценки в точечные детекторы использовалась локальная оценка потока.

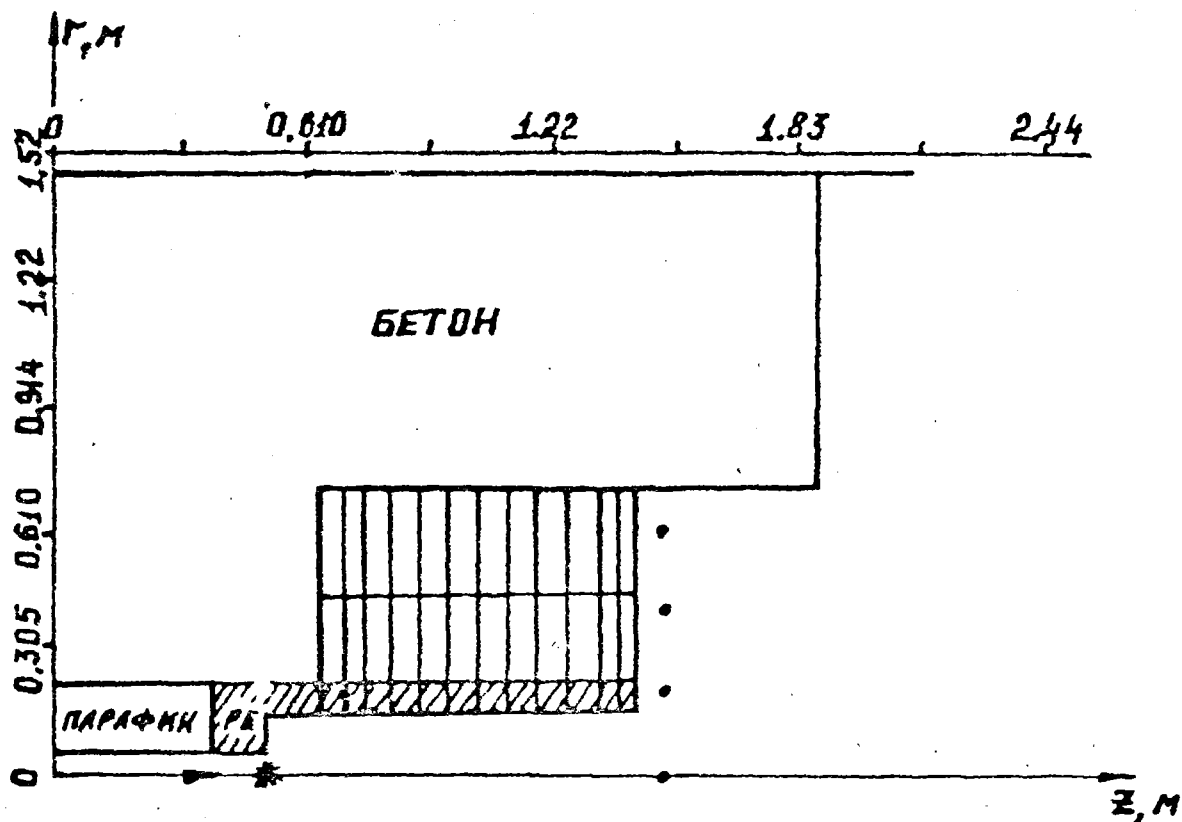


Рис. 1. Расчетная геометрия и геометрия эксперимента

Результаты расчетов спектральных распределений плотности потока нейтронов для библиотек *CASK* и *EURLIB-IV* показаны на рис. 2, 3. Для удобства представления данные домножались на величину 10^{-n} . Статистическая погрешность достигала $10 \pm 20\%$ (6) для плотности потока нейтронов с энергией больше пороговой и $10-50\%$ в отдельных энергетических группах. Расхождение между экспериментальными и расчетными спектрами в области от 8 до 12 МэВ достигало 50% для библиотеки *CASK*, что объясняется как статистической неопределенностью результата, так и погрешностью самих констант. Результаты, полученные с константами *EURLIB-IV*, лучше воспроизводят спектральные характеристики. Данные в области от 11 до 15 МэВ обладают значительной неопределенностью из-за неадекватного представления однократно рассеянной компоненты, связанного с недостаточно высоким порядком представления индикатрисы (P_3 и P_5).

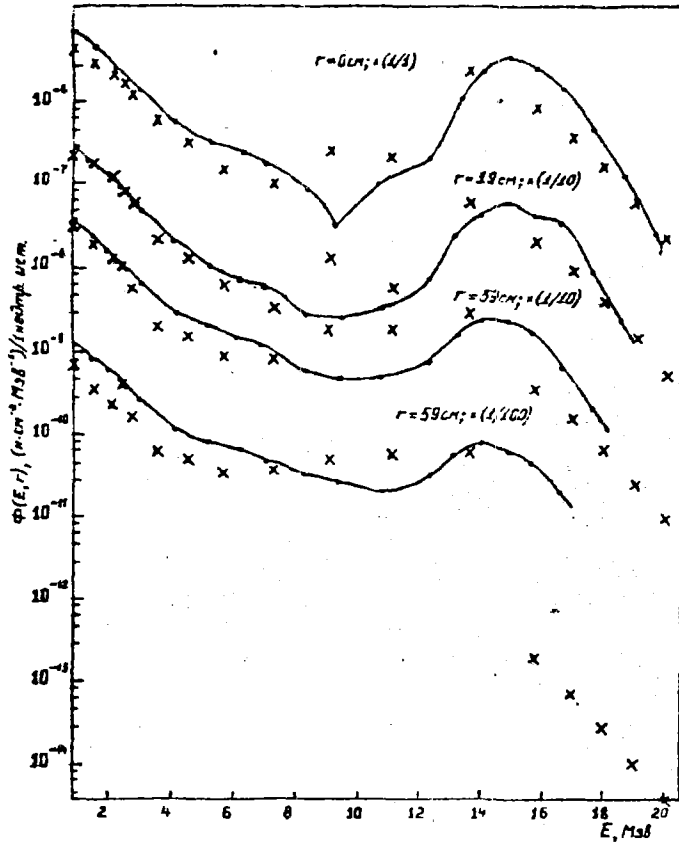


Рис.2. Спектральные распределения плотности потока нейтронов от точечного изотропного источника с энергией 14 МэВ для библиотеки *DLC-23 (CASK)*:
 x - расчетные данные; — — — экспериментальные данные

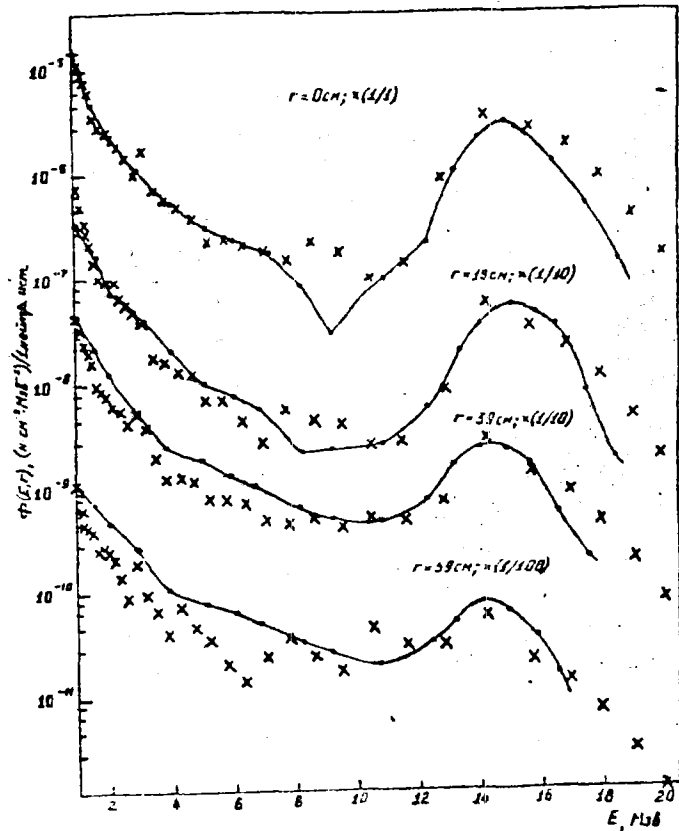


Рис.3. Спектральные распределения плотности потока нейтронов от точечного изотропного источника с энергией 14 МэВ для библиотеки *EURLIB-IV*:
 x- расчетные данные; — — — экспериментальные данные

Кроме того, недостаточно подробное групповое представление в этой области вносит значительную погрешность в процедуру обработки и аппроксимации расчетных спектров. Поэтому плотность потока нейтронов с энергией выше E получает некоторую систематическую погрешность (от 10 до 50 %), начиная с энергии ≈ 15 МэВ (данные для *EURLIB-IV*). Значительная погрешность, характерная для крайнего детектора, объясняется недоучетом альбедной составляющей излучения, которая становится весьма существенной в этом случае. Для библиотеки *CASK* систематическая погрешность нерегулярна в пределах от 15 МэВ до пороговой энергии, однако ее максимальные значения не превышают величин, полученных с библиотекой *EURLIB-IV* во всем диапазоне энергий.

Время расчета составляло ≈ 10 ч на ЭВМ ЕС-1061 для варианта с библиотекой *CASK* (12 энергетических групп) и ≈ 20 ч для варианта с *EURLIB-IV* (50 энергетических групп).

Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов показывает применимость методики, использованной в программе РНЗ-4, для расчета полей нейтронного излучения за неоднородной защитой ТЯР. Характерная погрешность для плотности потока с энергией выше пороговой при этом 10-30 %. Имеющиеся расхождения между расчетом и экспериментом не превосходят максимальные погрешности, полученные в работах [2, 4].

Библиотека многогрупповых констант *EURLIB-IV* позволяет лучше воспроизвести спектральные распределения, чем *DLC-23 (CASK)*. Однако за счет меньшего числа анализируемых групп можно добиться значительной экономии машинного времени.

Список литературы

1. Жиркин А.В. Программа РНЗ-4 для расчета полей излучений в сложных неоднородных защитах ТЯР. Публикуется в настоящем сборнике.
2. Santoro R.T. et al. Calculated Neutron and Gamma-Ray Energy Spectra From 14-MeV Neutrons Streaming Through an Iron Duct: Comparison with Experiment. // Nuclear Science and Engineering. 1982. V. 80. P. 586.
3. Андросенко А.А., Андросенко П.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1986. Вып. 4. С. 42.
4. Santoro R.T. et al. Streaming of 14-MeV Neutrons Through an Iron Duct - Comparison of Measured Neutron and Gamma-Ray Energy Spectra with Results Calculated Using the Monte Carlo MNCP Code. // Nucl. Sci. and Eng. 1983. V. 84. P. 260.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОЩНОСТИ КЕРМЫ
НЕЙТРОНОВ И ВТОРИЧНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ
ДЛЯ ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

Ю. В. Журов, И. Н. Качанов, В. А. Климанов, Ф. В. Ягудин
Московский инженерно-физический институт

SPACE AND TIME-DEPENDENT CHARACTERISTICS OF NEUTRON AND SECONDARY GAMMA-RADIATION KERMA RATE IN AIR FOR THE NEUTRON SOURCE. Using the Monte-Carlo method in multigroup approximation the systematic calculations of non-permanent neutron and secondary gamma-radiation transport in air for the point isotrope instantaneous sources with different energetic spectrum are made. A functional sought turns out to be a time-dependent distribution of neutrons and secondary photons kerma rate in air. The multigroup (49n+15 γ) constants system is prepared from the VITAMIN-C library. The results of calculations are in satisfactory agreement with those carried out by program ROZ-VI with constants system (49N+15 γ) from the United Constants System (UCS) and data, gained by McGregor B. I. and Straker E. A.

В настоящей работе методом Монте-Карло выполняются систематические расчеты нестационарного переноса нейтронов и вторичного гамма-излучения от мгновенного точечного изотропного источника нейтронов с различным энергетическим спектром в бесконечной однородной атмосфере. Искомым функционалом является временное распределение мощности кермы нейтронов и фотонов в воздухе. В расчетах используется разработанная для решения поставленной задачи многогрупповая многозонная программа. Число энергетических групп равно 49 для нейтронов и 15 для фотонов. Решение ищется в пространственных зонах в виде сферических оболочек. Любая пространственная зона может быть объемным детектором, в котором используются оценки по столкновениям и по длине траектории.

В программе используется обычный метод прослеживания траектории нейтрона, рожденного в блоке источника с единичным весом, изотропным направлением и номером энергетической группы, выбранным случайно из заданной функции распределения. Длина пробега нейтрона до столкновения определяется методом оптических толщин. (Предусмотрена также возможность использования метода дельта-рассеяния). В месте столкновения вес нейтрона

модифицировался на вероятность выживания, новая энергетическая группа выбиралась случайным образом из матрицы переходов, а угол рассеяния нейтрона выбирался случайным образом по методу равновероятных интервалов. Параметры столкновения записывались в таблицу для последующей генерации вторичных фотонов. Длина части траектории, лежащей внутри зоны детектора, и число столкновений внутри этой зоны использовались для определения соответствующих вкладов в объемные детекторы. Слежение траектории нейтрона прекращалось либо при рассеянии нейтрона в группу, соответствующую энергии отсечки, либо по уменьшению веса нейтрона ниже заданного минимального веса. Поскольку решается нестационарная задача переноса, то прослеживается также время нейтрона, начиная с момента $t=0$ рождения нейтрона в источнике. Скорость нейтрона определяется по случайному значению его энергии внутри группы. Регистрация нейтрона в детекторе выполняется в локальном времени, то есть начало временной шкалы для данного детектора соответствует минимальному времени пролета нейтрона с максимальной для заданного источника энергией от источника до ближайшей границы детектора.

Вторичные фотоны образуются в блоке генерации вторичных фотонов при просмотре таблицы нейтронных столкновений с использованием заданной таблично функции распределения переходов нейтрон-фотон. Слежение траектории фотона, обработка столкновений и вкладов в детекторы полностью аналогичны соответствующим процедурам для нейтронов. Отличий только два: постоянная скорость фотонов и окончание истории фотона только по минимальному весу.

В программе предусмотрено вычисление выборочной дисперсии для интегральной по времени пространственно-энергетической плотности потока нейтронов и фотонов и дифференциального по времени распределения мощности кермы нейтронов и фотонов в воздухе. Вычисление выборочной дисперсии выполняется обычным образом (см. [1]).

Многогрупповая ($49n+15\gamma$) система констант для расчетов была подготовлена на основе мультигрупповой ($171n+36\gamma$) системы констант VITAMIN-C [2], которая в свою очередь была получена на основе файла оцененных нейтронных данных ENDF/B-IV.

Групповые коэффициенты пересчета плотности потока нейтронов в мощность нейтронной кермы были получены сверткой данных работы [3] в используемую групповую структуру. Коэффициенты пересчета плотности потока фотонов в мощность фотонной кермы рассчитаны с использованием сечений Сторма и Изразля [4].

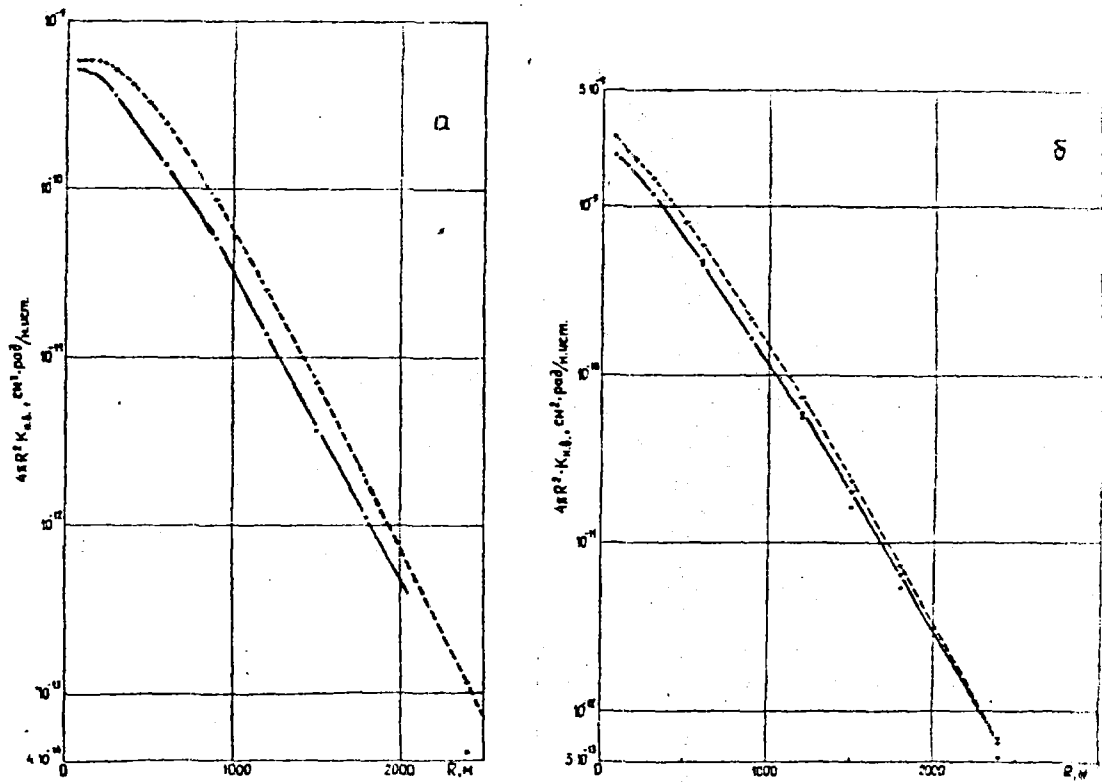


Рис. 1. Пространственное распределение в бесконечном воздухе нейтронной кермы от точечного изотропного источника нейтронов спектра деления (а) и с энергией 12,2-14,9 МэВ (б); --- данные работы [5], — результаты настоящей работы

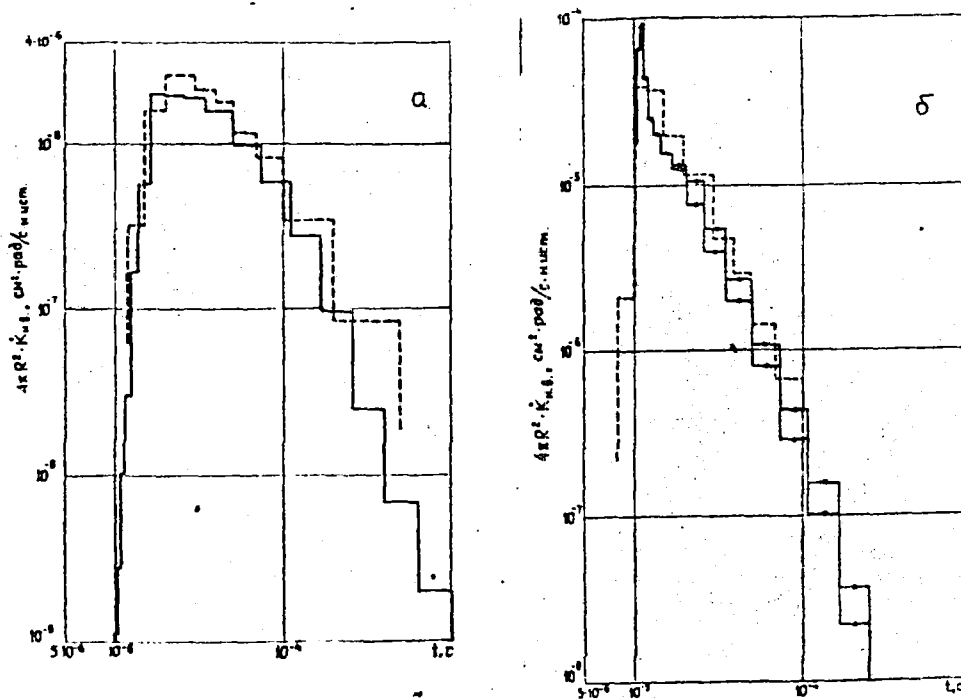


Рис. 2. Временное распределение мощности нейтронной кермы в воздухе на расстоянии 600 м от мгновенного точечного изотропного источника нейтронов спектра деления (а) и с энергией 12,2-14,9 МэВ (б); --- данные работы [6], — результаты настоящей работы, оценки по пробегу и по столкновениям соответственно

На рис. 1 показано пространственное распределение нейтронной кермы в воздухе от точечного изотропного источника нейтронов спектра деления и с энергией 12,2-15,0 МэВ, полученное в настоящей работе, в сравнении с результатами работы [5], полученными методом дискретных ординат.

На рис. 2 показано временное распределение мощности нейтронной кермы в воздухе на расстоянии 600 м от точечного изотропного мгновенного источника нейтронов спектра деления и с энергией 12,2-15,0 МэВ, полученное в настоящей работе, в сравнении с результатами работы [6], полученными методом Монте-Карло.

Как видно из приведенных данных, интегральные по времени значения нейтронной кермы в общем удовлетворительно считаются для расстояний приблизительно до 2400 м. Наблюдающиеся расхождения могут быть объяснены различными использованными системами констант, некоторыми различиями в коэффициентах перевода плотности потока нейтронов в мощность кермы и разными методами расчета.

Временные распределения мощности нейтронной кермы в воздухе по результатам настоящей работы и работы [6] достаточно хорошо согласуются, если учесть различные системы констант, коэффициентов пересчета и различные размеры объемного детектора.

Результаты расчетов для вторичных фотонов здесь не приводятся по двум причинам. Во-первых, интегральные по времени пространственные распределения плотности потока и кермы фотонов заметно занижены по сравнению с данными работы [5], так как в настоящей работе нейтроны прослеживались, как правило, до энергии 0,11 МэВ, то есть не учитывался вклад захватного гамма-излучения от нейтронов низких энергий. Во-вторых, временные зависимости мощности кермы вторичных фотонов в области времени, соответствующей распространению и взаимодействию быстрых нейтронов, имеют особенности, которые будут рассмотрены в другом докладе.

Список литературы

1. Франк-Каменецкий А.Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. М.: Атомиздат, 1978.
2. VITAMIN-C: CTR processed multigroup cross-section library for neutronics studies. /R.W.Roussin, C.R.Weisbin, I.E.White, N.M.Greene, R.Q.Write. Report ORNL/RSIC-37(ENDF-296), 1980.
3. Caswell R.S., Coyne I.I., Randolph M.L. Kerma factors for neutron energies below 30 MeV. //Radiation Res. 1980. V.83, No 3. P.217.
4. Storm E., Israel H.I. Photon cross sections from 0.001 to 100 MeV for elements through 100. Report LA-3753, 1967.
5. Straker E.A., Gritzner M.L. Neutron and secondary gamma-ray transport in infinite homogeneous air. Report ORNL-4464, 1969.
6. McGregor B.I., Straker E.A. A study of the effect of source asymetry on time-dependent neutron and secondary gamma-ray transport in air. Report ORNL-4741, 1972.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
ПО ПОЛЯМ ГАММА-НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ РЕАКТОРА APRD
ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Л. П. Басс, Н. В. Гаранюшкин, А. Н. Гончаров, Н. А. Кондурушкин

Институт прикладной математики, г. Москва

COMPARISON CALCULATED AND EXPERIMENTAL DATA OF NEUTRON AND GAMMA-RADIATION FIELDS OF APRD-REACTOR NEAR BY EARTH SURFACE. The comparison results of calculated neutron and gamma spectra and those KERMA-3 (discrete ordinate method) and RING (Monte-Carlo method). The discrepancies of calculation of energetical and spectra dependencies with those experimental dependencies are in limit 20-40 per cent.

Настоящая работа является продолжением исследований авторов по определению достоверности расчетов полей гамма-нейтронного излучения в атмосфере Земли с помощью программ РАДУГА-3 [1] и РИНГ [2], основанных, соответственно, на методе дискретных ординат и методе Монте-Карло. Ранее проводилось сравнение расчетных и экспериментальных данных по распространению гамма-нейтронного излучения в однородной среде (жидком воздухе) [3,4,5]. В данной работе представлено сравнение расчетных и экспериментальных результатов по полям излучений, создаваемых реактором APRD [6] с учетом границы раздела воздух-земля. Эксперименты на реакторе APRD проводились учеными США, ФРГ, Франции и Канады как продолжение исследований операций HENRE и BREN. Результаты получены для расстояний 100, 170, 300, 400, 1080 и 1619 м на высоте 1 м от поверхности Земли при расположении реактора на высоте 14 м.

В расчетах реактор APRD моделировался точечным изотропным источником. Энергетическое распределение нейтронов источника принято по данным работы [7]. Энергетический спектр гамма-квантов реактора APRD в оригинальных работах не приведен, поэтому для расчетов принят спектр отечественного аналога реактора APRD. Выход гамма-квантов из зоны реактора нормировался следующим образом: 0.65 гамма-квантов на один нейтрон источника [6]. Погрешность задания выхода излучения из источника оценивается как $\pm 15\%$ [6]. Расчеты

проведены для плотности воздуха $\rho_{\text{в}}=1,2276 \cdot 10^{-3}$ г/см³, влажности $a=8,4 \cdot 10^{-6}$ г/см³, плотности сухого грунта $\rho_{\text{г}}=1,5$ г/см³ при 20% содержании воды (что соответствует данным о погодных условиях на 15 октября 1980 г. [8]).

В качестве погрешностей экспериментальных данных по керма-факторам нейтронов и гамма-квантов (10-15%) принят разброс в измерениях этих величин, проводимых различными группами ученых с использованием различной техники измерений [6]. Исключение составляют данные единых измерений для расстояния $R=1619$ м. Экспериментальные погрешности этих величин оцениваются 20% и 9% для нейтронов и гамма-квантов соответственно. Следует отметить, что измерения на расстоянии $R=1619$ м были проведены в условиях высокой влажности воздуха $a=21,1 \cdot 10^{-6}$ г/см³ при плотности $\rho_{\text{в}}=1,157 \cdot 10^{-3}$ г/см³ [6]. Поэтому при сравнении с расчетными данными, полученными для $\rho_{\text{в}}=1,2276 \cdot 10$ г/см³, экспериментальные величины были отнесены согласно закону подобия к расстоянию $R=1530$ м. На основании исследований авторов [9] отличия влажности воздуха в расчетах и эксперименте учтены путем увеличения измеренных керма-факторов нейтронов и гамма-квантов на 40% и 10% соответственно.

В расчетах по программе РАДУГА-3 использовалось 28-ми групповое представление сечений, полученное сверткой нейтронных констант системы БНД-49, и оцененные авторами сечения рождения гамма-квантов, представленные в 15-ти групповом виде.

Программа РИНГ использовала оцененные авторами ядерные данные, описывающие детальную структуру сечений взаимодействия излучений с элементами, входящими в состав воздуха и грунта [5].

Сравнение экспериментальных и расчетных пространственных распределений керма-факторов нейтронов и гамма-квантов, полного флюенса нейтронов и флюенса тепловых нейтронов ($E < 4,14 \cdot 10^{-7}$ МэВ) представлено на рис. 1. Как следует из анализа представленных на рисунке данных, имеется хорошее согласие рассчитанных по программам РАДУГА-3 и РИНГ результатов с экспериментальными интегральными характеристиками. Расчетные керма-факторы нейтронов в основном находятся в пределах разброса экспериментальных значений, максимальное отличие в керма-факторе гамма-квантов составляет 30% на расстоянии $R=1530$ м. Экспериментальные значения полного флюенса нейтронов лежат выше расчетных кривых и максимальное отличие ($\approx 30\%$) имеет место при $R=1080$ м. Это объясняется некоторым занижением в расчетах по сравнению с

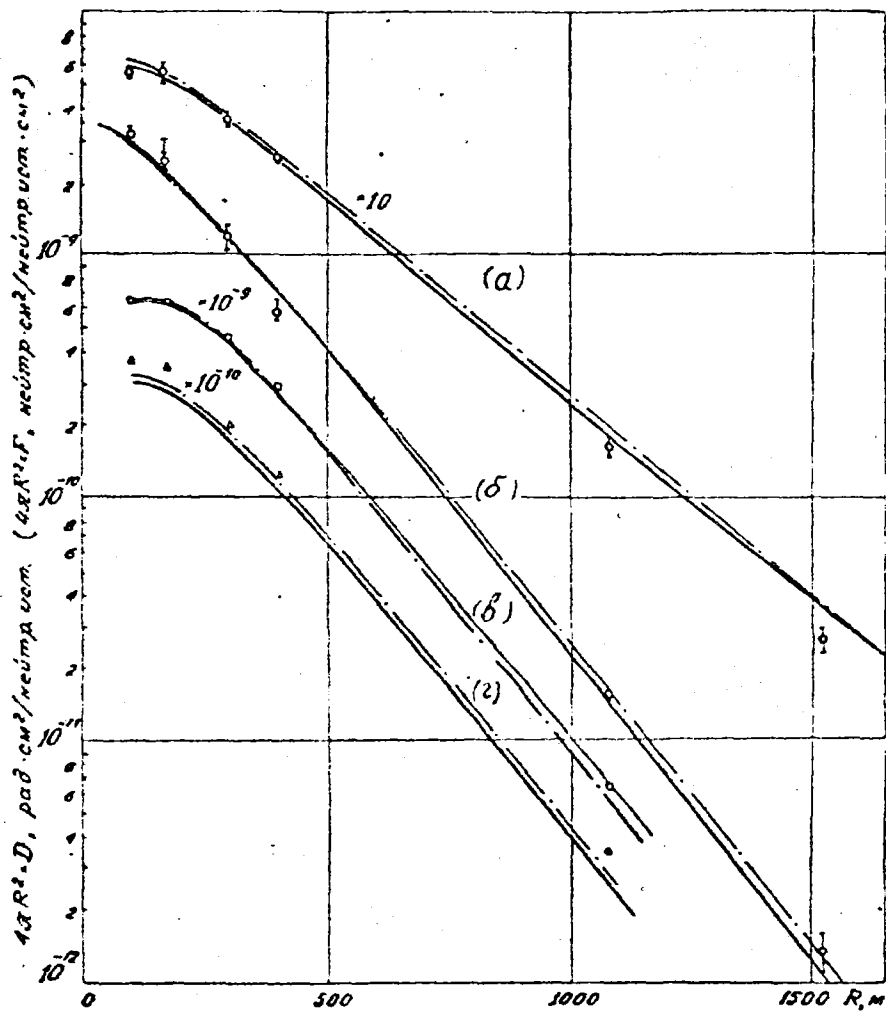


Рис. 1. Пространственное распределение кермы гамма-квантов (а), кермы нейтронов (б) флюенса тепловых нейтронов ($E < 4,14 \cdot 10^7$ МэВ) (в) и полного флюенса нейтронов ($E > 0$) (г):
 ———— - расчет, РАДУГА-3;

$\circ \quad \Delta$ } - эксперимент; — · — - расчет, РИНГ

экспериментальными данными флюенса нейтронов промежуточных энергий (см. рис. 2). Для флюенса тепловых нейтронов имеется почти идеальное совпадение.

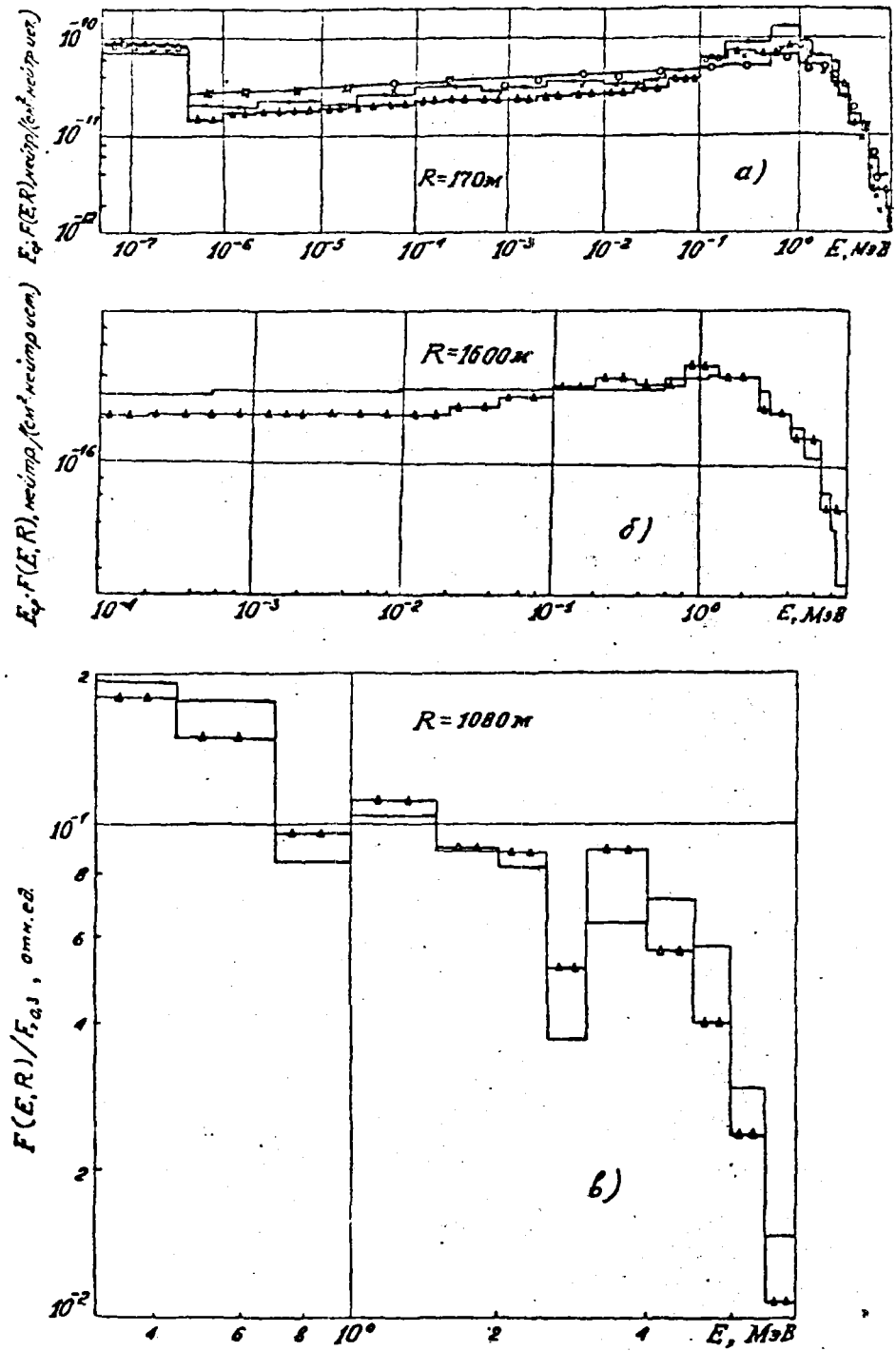


Рис. 2. Энергетическое распределение нейтронов на расстояниях $R=170\text{ м}$ (а), $R=1600\text{ м}$ (б) и гамма-квантов на расстоянии $R=1080\text{ м}$ (в):

—Δ—Δ— расчет, РАДУГА-3;

—○—○— эксперимент; —●—●— расчет, РИНГ

На рис.2 представлено сравнение расчетных и экспериментальных данных по энергетическому распределению нейтронов ($R=170$ м, $R=1600$ м) и гамма-квантов ($R=1080$ м). Расчетные значения в основном хорошо согласуются с экспериментальными данными. Максимальное отличие в спектре нейтронов достигает 30-40% (область промежуточных энергий). В спектре гамма-квантов отличие в основном не превышает 20-30%, хотя в отдельных энергетических группах различие достигает 40%. Причины расхождений могут заключаться в недостаточно точном задании исходного спектра излучений, выходящих из реактора APRD.

Список литературы

1. Басс Л. П., Гермогенова Т. А., Гончаров А. Н., Петрулевич А. А., Хмилев А. Н. Новая версия системы РАДУГА для решения уравнения переноса в (r, z) -геометрии//В сб. IV Всесоюзной конф. по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок: Тезисы докладов/Томск, ТПИ, 1985. С. 15.
2. Гаранюшкин Н. В., Кондурушкин Н. А., Шаховский В. В., Шуляк И. П. Алгоритм расчета полей гамма-нейтронного излучения//Докл. 7.12 на II Всесоюзной конф. по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок (19-21 декабря 1978 г.)/М., МИФИ.
3. Кондурушкин Н. А., Волощенко А. М., Гермогенова Т. А., Гончаров А. Н. и др. Пространственно-энергетические распределения излучений в жидком воздухе //В сб. Защита от ионизирующих излучений ядерно-технических установок/ТГУ ИПМ им. И. Н. Веква, Тбилиси, 1985. Т. 1У. С. 109.
4. Кондурушкин Н. А., Гаранюшкин Н. В., Изотов В. И. Сравнение экспериментальных и расчетных результатов по распространению ионизирующих излучений//В сб. Защита от ионизирующих излучений/М., Энергоатомиздат, 1988. С. 67.
5. Кондурушкин Н. А., Овденко И. П., Шаховский В. В., Гаранюшкин Н. В. Система констант для изотопов N^{14} , O^{16} и их проверка по результатам базового эксперимента//Докл. 7.29 на II Всесоюзной конф. по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок (19-21 декабря 1978 г.)/М., МИФИ.
6. Kazi A. H., Helmbach C. K., Harrison R. C. et al. //Nucl. Sci. Eng. 1983. V. 85, No 4. P. 371.
7. Estes G. P., Little R. C., Seamon R. E. et al. Air Transport in Connection with the Hiroshime-Negasaki Dase Reevaluation. La-9369. Los Alamos National Laboratory, 1982.
8. Kazi A. H., Helmbach C. R., Harrison R. C. Research Report Neutron and Gamma Radiation Measurements and Calculations up to 1.1 kilometers. AFS-TR-5490, 1981.
9. Волощенко А. М., Гончаров А. Н., Кондурушкин Н. А. Влияние влажности воздуха на характеристики ионизирующих излучений//В сб. Защита от ионизирующих излучений/М., Энергоатомиздат, 1988. С. 57.

Статья поступила в редакцию 22.11.89 г.

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске,
в международной системе СИИДА

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
TI	048	NP	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
TI	048	NA	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
TI	048	NXN	OIE	THEO	4.3+7		10	KONOBEEV+MDL CALC, (N, 5n)SIG GVN
V	051	NP	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
V	051	NA	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
CR	052	NP	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
CR	052	NA	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
FE		NEM	FEI	EXPT	1.4+7		5	DEVKIN+TOF, SPHERIC GEOM, N-SPEC, GRPH
FE	056	NP	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
FE	056	NA	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
FE	056	NNP	OIE	THEO	2.5+7	8.0+7	10	KONOBEEV+TH CALC, (N, 2NP), SIG(E), TBL
NI		NP	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
NI		NA	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
NI	058	NNP	OIE	THEO	2.0+7	1.2+8	10	KONOBEEV+(N, 2N3P), (N, PA), SIG(E), GRPH
NI	060	NP	OIE	THEO	2.0+6		10	KONOBEEV+TH ALC, SIG(E), NDG
CU		NP	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
CU		NA	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
CU	063	NNP	OIE	THEO	4.0+7	1.5+8	10	KONOBEEV+YLDS MN-54, CO-57, CO-60, GRPH
CU	065	NNP	OIE	THEO	2.0+7	1.5+8	10	KONOBEEV+YLDS MN-54, CO-57, CO-60, GRPH
CU	063	NA	OIE	THEO	+0		10	KONOBEEV+CALC, SIG PROD CO-60, NDG
CU	065	NA	OIE	THEO	4.3+7		10	KONOBEEV+CALC, SIG PROD CO-57, GRPH
CU	065	NNP	OIE	THEO	2.0+7	1.5+8	10	KONOBEEV+YLDS MB-54, CO-57, CO-60, GRPH
CU	065	NNA	OIE	THEO	1.6+7		10	KONOBEEV+CALC, SIG PROD CO-60, GRPH
ZR		NP	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
ZR		NA	OIE	THEO	1.5+7	1.5+8	10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG(E), TBL
ZR	092	NNP	OIE	THEO	3.2+7		10	KONOBEEV+MDL CALC, SIG PROD KR-85 GVN
ZR	094	NNP	OIE	THEO	3.2+7		10	KONOBEEV+YLDS KR-85, SR-90 GVN
ZR	094	NNA	OIE	THEO	3.8+6		10	KONOBEEV+YLDS KR-85, SR-90 GVN

УДК 539.125.5

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ УТЕЧКИ ИЗ ЖЕЛЕЗНОЙ СФЕРЫ С ИСТОЧНИКОМ 14 МэВ-НЕЙТРОНОВ В ЦЕНТРЕ/Б.В. Девкин, Б.В. Журавлев, М.Г. Кобозев, А.А. Лычагин, С.П. Симаков, В.А. Талалаев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 2, с.5-9.

Методом времени пролета на спектрометре быстрых нейтронов в ФЭИ измерены спектры нейтронов утечки из железной сферы диаметром 24 см и толщиной стенки 7,5 см. Дается описание экспериментальной установки, методов проведения измерений и обработки данных, обсуждаются полученные экспериментальные результаты (рис. -3, список лит. - 7 назв.)

УДК 539.172.4:621.039.553

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ, ЯДЕР ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 150 МэВ /Ю.А. Конобеев, Ю.А. Коровин, В.Н. Соснин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 2, с.10-23.

В работе выполнен расчет величин сечений образования ряда долгоживущих радиоактивных изотопов, сечений образования водорода и гелия в конструкционных материалах при облучении нейтронами с энергией до 150 МэВ. Расчет проведен по программе, написанной на основе предравновесно-экситонной модели в "замкнутой форме", образование альфа-частиц рассматривается в рамках модели Рибанского и Обложинского. Испарительная компонента реакций рассчитывалась по модели ферми-газа с "обратным" смещением. Величины сечений пороговых реакций, вычисленные при энергиях нейтронов ниже 20 МэВ, согласуются с данными наиболее полных библиотек нейтронных сечений. (рис.1, табл.4, список лит. - 22 назв.)

УДК 539.172.12

ВЫХОДЫ РЕАКЦИИ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ И ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ МИШЕНЕЙ ИЗ УРАНА И ТОРИЯ, ОБЛУЧЕННЫХ ПУЧКАМИ 800 МэВ-х ПРОТОНОВ/ В.Д. Казарицкий, Н.В. Степанов - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып.2, с.24-33.

Возможность создания сильноточного ускорителя частиц промежуточных энергий стимулировала теоретические работы, направленные на изучение мишенных систем. Созданы программы с применением метода Монте-Карло для вычисления размножения нейтронов и коэффициентов конверсии пучка. В настоящей работе сравнение двух программ переноса высокоэнергетических частиц проведено с помощью расчетов выходов ядерных реакций для мишеней из обедненного урана и тория, бомбардируемых 800 МэВ-и протонами. Наряду с частицами, рожденными в нуклон-мезонном каскаде, учитывались нейтроны, которые появились в результате низкоэнергетических делений. Полные выходы и распределения, вычисленные с помощью двух программ высокоэнергетического транспорта, показывают хорошее согласие между собой и с экспериментами на протонном источнике (рис. - 5, список лит. - 16 назв.)

УДК 539.16

СОСТАВЛЕНИЕ СИСТЕМЫ ОГРАНИЧЕНИЙ ДЛЯ АНАЛИЗА СХЕМ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА/ Ф.Е. Чукреев - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 2, с.34-41.

Представлен метод описания результатов ядерно-спектроскопических измерений в виде системы линейных ограничений. Предложена целевая функция задачи линейного программирования с частично целочисленными условиями. Обсуждается применение решения системы в линейных ограничениях для анализа возможной неоднозначности интерпретации экспериментальных данных (список лит. - 4 назв.)

УДК 621.039.51

ОБЩАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ФИЗИКЕ ЗАЩИТЫ/А.Н. Николаев - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып.2, с.42-49.

В докладе описана общая классификация макроскопических (интегральных) экспериментов, представленная в четырех частях: Часть 1- классификация экспериментальных устройств и установок с источниками нейтронов. Часть 2- классификация экспериментальных устройств и установок с источником фотонов. Часть 3 - классификация макроскопических (интегральных) экспериментов по физике защиты. В докладе указаны основные направления применения общей классификации макроэкспериментов по физике защиты. Часть 4 - классификация защитных композиций по составу (табл.10).

УДК 621.039.51

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ РАСЧЕТА ЗАЩИТЫ/В.П. Жарков - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып.2, с.50-54.

Формируется методика учета погрешностей результатов расчета защиты, основанная на введении понятий интегральных (отклик детектора) и дифференциальных (транспортное и дозиметрическое сечения, пространственно-энергетические характеристики источника, параметры моделирования) параметров. Ключевым элементом предлагаемого анализа неопределенностей являются профили чувствительности интегрального параметра к соответствующим дифференциальным. Дается схема определения этих комбинированных профилей через профили чувствительности групповых потоков к дифференциальным параметрам. Методика позволяет определить парциальные ковариационные матрицы погрешностей данного интегрального параметра (включая групповые потоки) к каждому дифференциальному, а затем получить общую ковариационную матрицу погрешностей. Приводятся примеры использования анализа неопределенностей для определения погрешностей расчетных значений интегральных параметров для нескольких экспериментов и осуществляется сопоставление полученных ковариационных матриц погрешностей расчета с соответствующими матрицами для экспериментально определенных функционалов (табл.1, список лит. - 3 назв.).

УДК 621.039.51

МЕТОД КОРРЕКТИРОВКИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ОСНОВЕ БАЗОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ/В.П.Жарков, А.В.Столяров - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып.2, с.55-59.

Излагается метод корректировки интегральных (функционалов от плотности потока) и дифференциальных (транспортных и дозиметрических сечений, спектра источника смещений) параметров на основе обобщенного метода наименьших квадратов и результатов базовых экспериментов с водой, железом и измерений на макете железо-водной композиции. Метод реализован в программе *CORONA*, которая по рассчитанным для данной композиции профилям чувствительности производит расчет ковариационных матриц, парциальных для каждого дифференциального параметра и суммарной. Ковариационные матрицы погрешностей для транспортных и дозиметрических сечений брались из специально подготовленной библиотеки в 22-групповом разбиении. Приводятся скорректированные ковариационные матрицы и значения функционалов и групповых потоков (список лит. - 4 назв.).

УДК 621.039.51.12

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ "КАНАЛЬНОЙ ТЕОРИИ" ДЛЯ АНАЛИЗА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КАНАЛОВ НАТЕКАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАЩИТЕ/О.Ф.Дикарева, В.П.Жарков, М.Е.Нетеча - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып.2, с.60-64.

На основе выводов пространственной "канальной теории вкладов" получены выражения для расчета компонент вектора тока "вкладов" $\vec{D}(\vec{r})$ для X-Y и R-Z геометрий с учетом угловых моментов без ограничений порядка разложения индикатрисы рассеяния. Для графической интерпретации поля \vec{D} по аналогии с несжимаемой жидкостью используется понятие линий тока. Полученный алгоритм реализован в вычислительной программе CAT (*channel analysis theory*), рассчитывающей поля плотности потока и тока вкладов, интеграл по любой замкнутой поверхности, содержащей источник или детектор, функцию тока, в выражение для которой входят компоненты тока вкладов и представляющей полученные результаты в наглядной графической форме. Даются примеры использования программы для двух тестовых и одной реально защитной композиций с сопутствующим графическим анализом (рис.3, список лит. - 4 назв.)

УДК 621.039.51

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ЗАЩИТЫ БЫСТРОГО РЕАКТОРА / М. А. Берзонис, В. В. Болятко, В. И. Савицкий, Г. Н. Хохлов - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 2, с.65-73.

Целью работы являлось определение основных физических закономерностей формирования поля нейтронов в двумерной модели внутрикорпусной защиты быстрого реактора. В качестве исследуемых функционалов были выбраны активация натрия в промежуточном теплообменнике и радиационные повреждения стали элементов конструкции. Двумерные расчеты плотности потока и функции ценности были выполнены по программе DOT-III. С помощью комплекса программ ЗАКАТ-3 определены основные пространственные каналы формирования этих функционалов и рассчитаны коэффициенты чувствительности функционалов к сечениям взаимодействия.

Проведено сравнение результатов расчетов с данными, полученными по программе DOT-30 в P_1 -приближении метода сферических гармоник (рис.3, табл.4, список¹ лит. - 7 назв.).

УДК 621.039.51

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА МОЩНОСТИ КЕРМЫ ВТОРИЧНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ, ПОЛУЧЕННЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ ДАННЫХ О ВЫХОДАХ ВТОРИЧНЫХ ФОТОНОВ/И. Н. Качанов - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып.2, с.74-77.

При анализе результатов расчета переноса нейтронов и вторичного гамма-излучения в воздухе, выполненных методом Монте-Карло с использованием многогрупповой ($49\mu+14\gamma$) системы константа, созданной на основе системы VITAMIN-C, обращено внимание на то, что в той области временного спектра, которая соответствует переносу быстрых нейтронов от мгновенного источника, мощность кермы фотонов заметно ниже, чем подобные данные, полученные Стрейкером. Прямая замена сечений выхода вторичного гамма-излучения на данные, соответствующие использованным в своих расчетах Стрейкером, приводит к удовлетворительному согласию в указанной области временного спектра (рис. 1, список лит. - 8 назв.).

УДК 621.039.517.6

РАСЧЕТ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В КОНСТРУКЦИЯХ РБМК ВНЕ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА/А. И. Попыкин, О. С. Фейнберг - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып.2, с.78-81.

В докладе рассматривается энерговыделение за счет γ -излучения на стенке бака биологической защиты. Показано, что учет термализационной поправки на резонансное поглощение к данным библиотеки DLC-23 заметно изменяет расчетную величину энерговыделения (табл.1).

УДК 621.039.51

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ФУНКЦИОНАЛОВ ПОЛЕЙ НЕЙТРОНОВ И ВТОРИЧНЫХ ФОТОНОВ В ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ ЗАЩИТЫ ТЯР К СЕЧЕНИЯМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ / С. В. Гусев, В. К. Сахаров, А. В. Швецов - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 2, с. 82-88.

С целью повышения надежности и точности расчетов защиты термоядерных реакторов исследуется чувствительность функционалов полей излучений за защитой термоядерной установки ТСП (ТОКАМАК с сильным магнитным полем) к сечениям взаимодействий нейтронов. По программам РОЗ-6.3 и ЗАКАТ-2 с использованием 28 - групповой библиотеки констант БНАБ и 15 - групповой библиотеки констант для расчета полей вторичных фотонов получены функции относительной чувствительности поглощенной дозы нейтронов и вторичных фотонов за защитой ТСП к полному сечению, сечению поглощения, сечению рассеяния и сечения генерации вторичного фотонного излучения. Делаются выводы о существенном различии энергетической зависимости функций относительной чувствительности для нейтронов и вторичных фотонов (рис. 4, табл. 4, список лит. - 3 назв.).

УДК 621.039.51

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРОГРАММЫ ANISN В ЗАДАЧАХ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ВОЗДУХ-ЗЕМЛЯ НА МАЛЫХ ВЫСОТАХ / А. В. Шикин - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы 1990, вып. 2, с. 89-94.

Приведены результаты расчета интегральных характеристик поля излучения в воздухе на высоте $H=1$ м от плоских изотропных многогрупповых источников фотонов с энергией в диапазоне 0,2÷3,0 Мэв, расположенных на границе раздела двух сред. Данные получены по программе ANISN в P_5 и P_{16} - приближениях с использованием библиотеки групповых сечений VITAMIN-C. Показано, что основным источником погрешности расчета функционалов поля на высоте $H=1$ м является использование квадратурных формул при интегрировании дифференциальных характеристик поля по угловой переменной (табл. 1, список лит. - 2 назв.)

УДК 621.039.51

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАКРОСЕЧЕНИЙ ДЛЯ ГРУППОВЫХ РАСЧЕТОВ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО / В. Е. Колесов, Н. А. Соловьев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы 1990, вып. 2, с. 95-99.

Рассмотрены вопросы построения функций распределения сечений для сред, состоящих из смеси изотопов, и использования полученных распределений для локальных оценок функционалов методом Монте-Карло. Описан алгоритм, позволяющий строить функцию распределения сечения смеси с помощью процедуры свертки изотопных распределений. Функции распределения сечений для отдельных изотопов могут быть получены непосредственно из детального хода сечений и представлены в виде гистограмм. Результирующие групповые макросечения и их распределения для среды также получаются в виде гистограмм. Такой способ задания функции распределения оказывается более простым и универсальным по сравнению с заданием функции в отдельных точках (список лит. - 4 назв.).

УДК 621.039.51

РЕЗОНАНСНАЯ СТРУКТУРА СЕЧЕНИЙ И ЛОКАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ В ЗАДАЧАХ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО / В. Е. Колесов, Н. А. Соловьев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы 1990,

Рассматривается применение функций распределения сечений для получения локальных оценок требуемых функционалов в задачах переноса, решаемых методом Монте-Карло. Показано, что моделирование процесса в пространстве достаточно проводить в рамках группового подхода, а при проведении локальных оценок необходимо более детально учитывать структуру сечений, осуществляя их выборку по функциям распределения. В результате существенно уменьшается смещение оценок по сравнению со случаем использования в расчетах только групповых сечений. Необходимые для этого изменения в программах Монте-Карло, основанных на групповом подходе, не велики и касаются только блока сечений (список лит. 4 назв.).

УДК 621.039.538.7

БАЗОВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИЗЛУЧЕНИЙ РЕАКТОРА В ГРАФИТЕ / В. Н. Аваев, А. И. Базыков, А. В. Калинин, В. И. Минаев, Ю. В. Орлов, М. В. Разумовский, О. В. Штиков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы 1990, вып. 2, с. 106-112.

В докладе приводятся результаты экспериментов на реакторе ИР-50 по исследованию пространственно-энергетического распределения нейтронного и гамма-излучения на толщинах графита до 230 см.

Измерены функционалы поля излучения на различных толщинах графита: скорости реакций пороговых и резонансных детекторов, дифференциальные и интегральные энергетические плотности потоков нейтронов (спектр нейтронов), плотности потоков быстрых и тепловых нейтронов, мощности дозы гамма-излучения.

В измерениях спектров нейтронов использовались He^3 -спектрометр, однокристалльный сцинтилляционный спектрометр. По скоростям реакций пороговых и резонансных детекторов восстанавливался спектр в широком диапазоне энергий - от тепловой до 10 МэВ (рис. 5, список лит. - 5 назв.)

УДК 621.039.538.7

БАЗОВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИЗУЧЕНИЮ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ТИТАНЕ/В.Н.Аваев, А.И.Базыков, А.Л.Баринов, М.Е.Нетеча, Ю.В.Орлов, В.Е.Сенаторов, О.В.Шитиков - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, вып. 2, с.113-118.

В докладе приводятся результаты экспериментов на реакторе ИР-50 по исследованию пространственно-энергетических распределений нейтронного и гамма-излучений на различных толщинах титана - до 100 см. Измерены функционалы поля излучения: скорости реакций резонансных и пороговых детекторов, дифференциальные энергетические плотности потока нейтронов и гамма-излучения (спектры), мощности дозы гамма-излучения.

В измерениях спектров нейтронов использовали с He^3 спектрометр и сцинтилляционный спектр; для спектров гамма-излучения - сцинтилляционный спектрометр; по скоростям реакций пороговых и резонансных детекторов был восстановлен спектр нейтронов в широком интервале энергий: от тепловой до 10 МэВ (рис.3, табл. 2, список лит. - 7 назв.)

УДК 621.039.51

ИЗУЧЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СПЕКТРОВ γ -КВАНТОВ УТЕЧКИ С ПОВЕРХНОСТИ ХРОМОВОЙ СФЕРЫ В НАНОСЕКУНДНОЙ ОБЛАСТИ/А.А.Андросенко, П.А.Андросенко, Г.М.Бежунов, Г.В.Болонкина, А.М.Волощенко, А.А.Дубинин, Е.С.Матусевич, И.В.Медведев - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 2, с.119-123.

Описана методика измерений нестационарных спектров γ -квантов в среде с использованием калифорниевой камеры в качестве статистического импульсного источника нейтронов. Представлены результаты измерений временной эволюции спектров фотонов утечки с поверхности хромовой сферы в диапазоне энергий 0,4-4,5 МэВ во временном интервале 0-40 нс в абсолютных единицах.

В сравнении с экспериментом даются результаты расчетов по кинетической программе РОЗ-В.1 и методом Монте-Карло по программе BRAND с использованием библиотек нейтронных констант БНАБ-78 и NEDAM и выходов γ -излучения в нейтронных реакциях библиотек БНАБ-78 и БВФ(49+15).

Показано, что использование данных БВФ(49+15) позволяет удовлетворительно описать экспериментальные результаты; выходы фотонов в БНАБ-78 в реакциях $(n, n'\gamma)$ на Cr заметно занижены для отдельных энергетических интервалов (рис.2, список лит. - 8 назв.).

УДК 621.039.51

ПРОХОЖДЕНИЕ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ИСТОЧНИКА С ЭНЕРГИЕЙ 14 МэВ ЧЕРЕЗ ЗАЩИТУ ИЗ ЖЕЛЕЗА С НЕОДНОРОДНОСТЬЮ/А. В. Жиркин, В. К. Сахаров, Г. Е. Шаталов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 2, с. 124-128.

Рассчитаны энергетические и интегральные характеристики плотности потока быстрых нейтронов от источника с энергией 14 МэВ за защитой из железа с цилиндрическим каналом диаметром 30 см и отношением длины к диаметру 2,83. Результаты получены методом Монте-Карло по программе РНЗ-4 с использованием расщепления. Полученные характеристики сравнивались с экспериментальными данными и расчетами, выполненными по другим программам. Использованы библиотеки многогрупповых констант *DLC-23 (CASK)* и *EURLIB-IV*. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными в пределах 20-50% в зависимости от положения детектора (рис. 3, список лит. - 4 назв.).

УДК 621.039.51

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОЩНОСТИ КЕРМЫ НЕЙТРОНОВ И ВТОРИЧНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ ДЛЯ ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ/Ю. В. Журов, И. Н. Качанов, В. А. Климанов, Ф. В. Ягудин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 2, с. 129-133.

Методом Монте-Карло в многогрупповом приближении выполнены систематические расчеты нестационарного переноса нейтронов и вторичного гамма-излучения в воздухе от точечных изотропных мгновенных источников с различным энергетическим спектром. Искомым функционалом является временное распределение мощности кермы нейтронов и вторичных фотонов в воздухе. Многогрупповая ($49n+15\gamma$) система констант создана на основе системы констант *VITAMIN-C*. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с выполненными расчетами по программе *PO3-B.1* с системой констант ($49n+15\gamma$) из *OKS* и с данными, полученными МакГрегором Б. Дж. и Стрейкером Е. А. (рис. 2, список лит. - 6 назв.).

УДК 621.039.51

СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ПОЛЯМ ГАММА-НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ РЕАКТОРА *APRD* ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ/Л. П. Басс, Н. В. Гаранюшкин, А. Н. Гончаров, Н. А. Кондурушкин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 2, с. 134-138.

Представлены результаты сравнения расчетных спектров и керма-факторов нейтронов и гамма-квантов с зарубежными экспериментальными данными по полям излучений от реактора деления на границе воздух-земля. Расхождение экспериментальных значений и рассчитанных по двумерным программам *РАДУГА-3* и *РИНГ* (метод дискретных ординат и метод Монте-Карло соответственно энергетических и пространственных распределений излучений не превышает 20-40% (рис. 2, список лит. - 9 назв.).

Технический редактор Н. А. Борзова
Корректоры: Л. А. Голубенкова, В. М. Замаренова

Подписано к печати 06.09.90 г.	Бумага писчая № 1		
Офсетная печать	Усл. п. л.	Уч. - изд. л. 6	Тираж 320 экз.
Цена 15 руб. 42 коп.	Индекс 3645	21 статья	Заказ тип. № 885

Отпечатано на ротапринте.
249020, г. Обнинск, Калужская обл. ФЭИ

Цена 15 р. 42 к.

Индекс 3645